

**DETEKTORSYSTEME
FÜR DIE INTEGRALE INTENSITÄTSMESSUNG
VON KERNSTRAHLUNG
MIT HOHER GENAUIGKEIT UND ZEITAUFLÖSUNG**

Dissertation
zur
Erlangung des Grades eines
Doktor-Ingenieurs
der
Abteilung für Elektrotechnik
an der Ruhr-Universität Bochum

von
Heinz Josef Romanski
aus Bochum

Bochum 1983



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546428_0017

DETEKTORSYSTEME
FÜR DIE INTEGRALE INTENSITÄTSMESSUNG
VON KERNSTRAHLUNG
MIT HOHER GENAUIGKEIT UND ZEITAUFLÖSUNG

DISSERTATION
zur
Erlangung des Grades eines
Doktor - Ingenieurs
der
Abteilung für Elektrotechnik
an der Ruhr - Universität Bochum

von
Heinz Josef Romanski
aus Bochum

Bochum 1983

Dissertation eingereicht am: 08.06.1983
Tag der mündlichen Prüfung: 08.07.1983
Referent: Prof. Dr.-Ing. J.W. Klein
Korreferent: Prof. Dr.-Ing. B. Schiek

DETEKTORSYSTEME FÜR DIE INTEGRALE INTENSITÄTSMESSUNG VON KERNSTRAHLUNG MIT HOHER GENAUIGKEIT UND ZEITAUFLÖSUNG

I N H A L T

1 <u>Einleitung</u>	1
2 <u>Grundlagen des Absorptionsmeßverfahrens</u>	4
2.1 Das Meßprinzip	4
2.2 Bestimmung der optimalen Energie der Strahlungsquanten	9
2.3 Detektionsprinzipien	16
2.4 Methoden der Signalverarbeitung	19
3 <u>Anforderungen und Auswahl der Strahlungsdetektoren sowie deren Eigenschaften</u>	23
3.1 Anforderungen an den Strahlungsdetektor	23
3.2 Auswahl der geeigneten Strahlungsdetektorarten	25
3.3 Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit und der Einschwingzeit der geeigneten Strahlungsdetektoren	29
3.3.1 Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit	29
3.3.2 Berechnung der Einschwingzeit einer Ionisationskammer bei sprungförmiger Änderung der Strahlungsintensität	32
3.3.3 Einschwingzeit eines Szintillationsdetektors bei sprungförmiger Änderung der Strahlungsintensität	36
4 <u>Neue Detektorsysteme mit hoher Genauigkeit und Zeitauflösung unter Verwendung von Ionisationskammern und Szintillationsdetektoren</u>	39
4.1 Konstruktionsprinzip zur Verbesserung der zeitlichen Auflösung bei Ionisationskammern	40

4.2 Automatische Kalibriersysteme für Szintillationsdetektoren	45
4.2.1 Verfahren zur Kalibrierung der Empfindlichkeit des Photoempfängers eines Szintillationsdetektors	47
4.2.2 Verfahren zur Kalibrierung des Konversionsfaktors eines Szintillationsdetektors mit Hilfe eines Referenzstrahlungsdetektors	56
4.3 Verfahren zur Erhöhung der Meßgenauigkeit bei Schwankungen der primären Strahlungsintensität durch einen Referenzdetektor mit elektrisch einstellbarer, energieabhängiger Empfindlichkeit	61
5 <u>Detektorelektronik</u>	66
5.1 Schneller I/U-Konverter mit aktiver Frequenzgangkompensation für Detektoren mit großer Kapazität	67
5.2 Kompensationsschaltung zur Unterdrückung der Auswirkungen des Nachleuchtens auf die zeitliche Auflösung	77
5.3 Herabsetzung der mechanischen Empfindlichkeit eines Szintillationsdetektors durch Optimierung des Arbeitspunktes eines Photovervielfachers	79
6 <u>Dimensionierung, Aufbau und Eigenschaften eines Dichtemeßsystems mit schnellen Ionisationskammern</u>	84
6.1 Dimensionierung und Aufbau einer schnellen Meßionisationskammer	87
6.2 Dimensionierung eines I/U-Konverters mit aktiver Frequenzgangkompensation und Störsignalunterdrückung	98

6.3 Dimensionierung und Aufbau einer Referenz- ionisationskammer mit elektrisch einstell- barer, energieabhängiger Empfindlichkeit	106
6.4 Eigenschaften des Dichtemeßsystems Meßergebnisse	113
7 <u>Dimensionierung, Aufbau und Eigenschaften von Szintillationsdetektoren mit automa- tischen Kalibriersystemen</u>	115
7.1 Dimensionierung, Aufbau und Eigenschaften eines Szintillationsdetektors mit einem Kalibrierungssystem für die Empfindlich- keit des Photoempfängers	116
7.1.1 Auswahl der Einzelkomponenten	116
7.1.2 Dimensionierung der elektronischen Baugruppen	121
7.1.3 Meßergebnisse	130
7.2 Dimensionierung, Aufbau und Eigenschaften eines Referenzstrahlungsdetektors zur Ka- librierung des Konversionsfaktors eines Szintillationsdetektors	133
7.2.1 Dimensionierung und Aufbau eines Referenzstrahlungsdetektors	133
7.2.2 Entwurf und Dimensionierung der De- tektorelektronik für eine Referenz- Ionisationskammer	141
7.2.3 Meßergebnisse	
8 <u>Zusammenfassung</u>	147
9 <u>Anhang</u>	150
9.1 Literaturverzeichnis	
9.2 Häufig verwendete Formelzeichen und Symbole	

1. Einleitung

Aus dem Gebiet der radiometrischen Meßverfahren nehmen die Meßsysteme, bei denen die Strahlungsintensität einer Teilchen- oder Quantenstrahlung unabhängig von der Energie gemessen wird, ein breites Anwendungsgebiet ein (z.B. berührungslose Messung von Dicke, Dichte, Flächengewicht, Beschichtungsstärke, Mischungsverhältnis und v.a.). Diese Meßsysteme arbeiten im allgemeinen nach dem Absorptions-, weniger häufig nach dem Reflexionsverfahren. Die Strahlungsintensität selbst ist dabei nur eine physikalische Hilfsgröße, die sich meßtechnisch leicht erfassen läßt, aus der die zu bestimmende Meßgröße abgeleitet wird.

Diese Verfahren sind seit mehreren Jahrzehnten bekannt und werden in der Industrie in den unterschiedlichsten Branchen (z. B. der Aluminium-, Stahl-, Glas-, Papier-, Gummi-, Kunststoff-, Filmindustrie u. a.) bei der Herstellung von Produktionsgütern sowohl bei der Steuerung und Regelung der Produktionsanlagen als auch bei der Qualitätskontrolle der Fertigprodukte eingesetzt und haben damit eine große wirtschaftliche Bedeutung. In Forschungsinstituten werden mit diesen Verfahren vielfach schnelle dynamische Vorgänge erfaßt, wie sie z.B. bei "Blow-down" Versuchen im Rahmen von Sicherheitsuntersuchungen für Kernkraftwerke auftreten.

In den letzten 10 - 15 Jahren sind große Fortschritte bei der Auswertung der Detektorsignale gemacht worden, die mit der eigentlichen Meßgröße im nichtlinearen Zusammenhang stehen. Sie kann durch den Einsatz von Digitalrechnern mittlerweile in kurzer Zeit mit großer Genauigkeit berechnet werden, sodaß die Amplitudengenauig-



keit und die Zeitauflösung im wesentlichen von den Eigenschaften des Strahlungsdetektors bestimmt werden.

Durch die Erhöhung der Produktionsgeschwindigkeit (z.B. werden in Walzstraßen Geschwindigkeiten von 10 m/s und darüber erreicht) und die Forderung nach engeren Toleranzgrenzen der Industriegüter (z.B. bei der Dicken- und Dichtemessung von wenigen Promille, bei Beschichtungsstärken von einigen Prozent) hat sich der Wunsch nach einer Verbesserung der Amplitudengenauigkeit (bis auf 10^{-3}) und der zeitlichen Auflösung (kleiner als 10 ms) ergeben. Als Strahlungsdetektoren werden, von wenigen Anwendungen abgesehen, Ionisationskammern oder Szintillationszähler, die im Impulsbetrieb arbeiten, eingesetzt. Bei ihnen hängen die Amplituden- und Zeitauflösung voneinander ab. Dieser Effekt tritt besonders stark bei Detektoren in Erscheinung, die für die Messung der Intensität einer Röntgen- oder γ -Strahlung konstruiert wurden.

Nach den bisherigen Erkenntnissen gibt es bei den Detektoren für diese Meßverfahren bisher keine Alternativen zu den Ionisationskammern und Szintillationsdetektoren. Wegen der unterschiedlichen Art der Wechselwirkung von Teilchen- und Quantenstrahlung mit Materie beschränkt sich diese Arbeit ausschließlich auf solche Meßsysteme, die mit einer Quantenstrahlung arbeiten. Dazu werden Verfahren hergeleitet, die zum einen den Detektor selbst und zum anderen die zugehörige Elektronik betreffen, mit denen es möglich ist, die Amplituden- und Zeitauflösung in weiten Grenzen unabhängig voneinander zu beeinflussen.

In verschiedenen Meßsystemen, die zur integralen Intensitätsmessung einer Quantenstrahlung in unterschiedlichen Energiebereichen geeignet sind, wurden diese Verfahren realisiert und ihre Wirkung meßtechnisch nachgewiesen.

2. Grundlagen des Absorptionsmeßverfahrens

2.1 Das Meßprinzip

Unter den Meßverfahren, bei denen aus der Strahlungsintensität die eigentliche Meßgröße abgeleitet wird, hat das Absorptionsmeßverfahren die weiteste Verbreitung. Abb. 1 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines solchen Meßsystems.

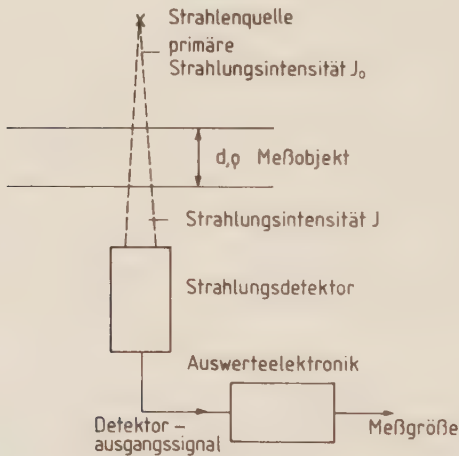


Abb. 1: Prinzipieller Aufbau eines Absorptionsmeßsystems.

Die Strahlungsquelle emittiert eine Röntgen- oder γ - Strahlung mit der Strahlungsintensität J_0 . Diese wird vom Meßobjekt teilweise absorbiert und der verbleibende Rest vom Detektorsystem in ein zur Strahlungsintensität J proportionalen Ausgangssignal konvertiert. Die Auswerte-Elektronik bestimmt daraus die eigentliche Meßgröße.

Die Meßgröße ist das Produkt aus der Dicke d und der Dichte ρ oder einer daraus abgeleiteten Größe, wie z.B. ein Mischungsverhältnis zweier unterschiedlicher Stoffe.

Zur Beschreibung des physikalischen Zusammenhangs zwischen den Strahlungsintensitäten J und J_0 ist es notwendig, diese Größen zu definieren, da in der Literatur keine eindeutige Festlegung zu finden ist.

Definition der Strahlungsintensität

Unter der Strahlungsintensität $J(E)$ wird die Strahlungsenergie verstanden, die pro Zeiteinheit (1 s) einen Raumwinkel (1 sr) durchdringt. (Unter 1 sr versteht man einen Teil von 1 m^2 der Oberfläche einer Kugel mit einem Radius von 1 m)

Die Strahlungsintensität $J(E)$ ist damit proportional zur Energie E der Strahlungsquanten und zu deren mittleren Rate $\bar{R}$.

$$J(E) = \bar{R} \cdot E$$

Emittiert die Strahlungsquelle nur Quanten mit einer Energie E_0 , so läßt sich der Zusammenhang zwischen J und J_0 in einem Absorptionsmeßsystem mit Näherung durch folgende Gleichung angeben. $1/:$

$$\frac{J(E_0)}{J_0(E_0)} = e^{-\frac{\mu(E_0)}{\rho_0} \cdot \rho \cdot d} \quad (2-1)$$

dabei sind: $\mu(E_0)$ der lineare Schwächungskoeffizient bei der Quantenenergie E_0 .

ρ_0 die Normdichte des Materials des Meßobjekts (bei $T = 0^\circ\text{C}$ und $p = 1\text{ bar}$)

ρ die tatsächliche Dichte des Meßobjekts und

d die Dicke des Meßobjekts.

Der lineare Massenschwächungskoeffizient $\frac{\mu(E)}{\rho_0}$ ist eine Materialkonstante, die selbst stark von der Quantenenergie E abhängt. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 2 für Al, Kr und Pb dargestellt. Die Größe von $\frac{\mu(E)}{\rho_0}$ ist für alle Elemente bekannt und für den Energiebereich $10 \text{ keV} \leq E \leq 100 \text{ MeV}$ in [6] angegeben.

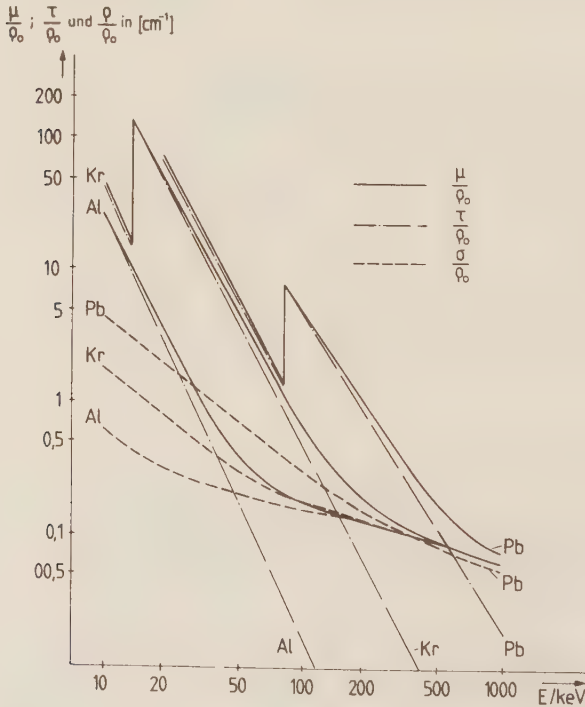


Abb. 2: Linearer Massenschwächungskoeffizient $\frac{\mu}{\rho_0}$ von Al, Kr und Pb in Abhängigkeit von der Quantenenergie E .

($\frac{\tau}{\rho_0}$ = Massenphotoabsorptionskoeffizient,
 $\frac{\sigma}{\rho_0}$ = Massenstreuoeffizient)

Im technisch interessanten Energiebereich
 $5 \text{ keV} \leq E \leq 2 \text{ MeV}$ setzt sich der Schwächungskoeffi-
zient μ im wesentlichen aus 2 Anteilen zusammen /1/:

$$\mu = \tau + \sigma$$

mit τ = Photoabsorptionskoeffizient und
 σ = Comptonstreuungskoeffizient.

Die Art der Wechselwirkung, deren Wahrscheinlichkeit durch diese Koeffizienten angegeben wird, ist in der Literatur beschrieben /1 - 5/.

Beim Photoeffekt gibt ein Quant seine gesamte Energie an ein Hüllenelektron eines Atoms ab und ionisiert es dadurch. Das freie Photoelektron besitzt eine kinetische Energie, die sich aus der Differenz der Energie der Quants und seiner Ionisationsenergie ergibt. Das Photoelektron selbst ionisiert weitere Atome oder hebt deren Elektronen auf höhere Energieniveaus an und verliert dabei seine kinetische Energie.

Beim Comptoneffekt wird ein Quant an einem Elektron gestreut und verliert dabei entsprechend der Richtungsänderung einen Teil seiner Energie. Das so erzeugte Comptonelektron verhält sich dann genauso wie ein Photoelektron, nur seine kinetische Energie ist geringer. Der Anteil der Strahlungsintensität, den die gestreuten Quanten mit verringerter Energie und veränderter Richtung dazu beitragen, wird in der Gleichung (2 - 1) nicht berücksichtigt, sodaß diese nur mit guter Näherung gilt, wenn eine der folgenden Bedingungen erfüllt ist:

1. $\tau \gg \sigma$ (Anteil des Comptoneffektes ist klein)
2. $\alpha \ll 1$ (mit α = Öffnungswinkel des Meßstrahls),

wodurch Quanten, die durch den Comptoneffekt eine Richtungsänderung erfahren haben, nicht in den Detektor gelangen. Emittiert die Strahlenquelle Quanten mit einer kontinuierlichen Energieverteilung, so ergeben sich für die integralen Strahlungsintensitäten J_0 und J folgende Beziehungen:

$$J_0 = \int_0^{\infty} j_0(E) dE \quad \text{und} \quad (2 - 2)$$

$$J = \int_0^{\infty} j_0(E) e^{-\frac{\mu(E)}{\rho_0} \cdot \rho \cdot d} dE \quad (2 - 3)$$

dabei ist $j_0(E)$ die spektrale Intensitätsdichte.

Wie aus der Gleichung (2 - 3) entnommen werden kann, beeinflußt der energieabhängige Massenschwächungskoeffizient die spektrale Intensitätsdichte j hinter dem Meßobjekt.

Bei vielen Anwendungen des Absorptionsmeßverfahrens besteht das Meßobjekt nicht aus einem Element, sondern es handelt sich um Verbindungen, Legierungen und Gemischen aus verschiedenen Stoffen. Dabei ergibt sich der Massenschwächungskoeffizient $\frac{\mu_{ges}}{\rho_{ges}}$ entsprechend der physikalischen Art der Wechselwirkung

bei Verbindungen:

$$\frac{\mu_{ges}}{\rho_{ges}} = \sum_i \frac{\mu_i}{\rho_i} \cdot \frac{m_{Ai}}{m_{Ages}} \cdot A_i$$

mit: m_{Ai} = Massenzahl des Stoffes i

A_i = Anzahl der Atome des Stoffes i im Molekül

bei Legierungen:

$$\frac{\mu_{ges}}{\rho_{ges}} = \sum_i \frac{\mu_i}{\rho_i} \cdot g_i$$

mit: g_i = relativer Gewichtsanteil des Stoffes i

und bei Gemischen:

$$\frac{\mu_{ges}}{\rho_{ges}} = \frac{1}{\rho_{ges}} \cdot \sum_i \mu_i \cdot v_i$$

mit: v_i = relativer Volumenanteil des Stoffes i

Die Energieabhängigkeit des Schwächungskoeffizienten μ ist entscheidend für die Auswahl der optimalen Energie der Quanten der Strahlungsquelle. Dieser Zusammenhang wird im folgenden Abschnitt abgeleitet.

2.2 Bestimmung der optimalen Energie der Strahlungsquanten

Bei der Messung der Intensität einer monoenergetischen Strahlung tritt durch die statistische Verteilung des zeitlichen Abstandes zwischen 2 Quanten eine Meßunsicherheit auf. Diese überträgt sich in eine entsprechende Unsicherheit der eigentlichen Meßgröße $d \cdot \rho$. Die Energie der Strahlungsquanten wird so optimiert, daß die Meßunsicherheit von $d \cdot \rho$ minimal wird.

Die Häufigkeitsverteilung für das Auftreten von n Quanten innerhalb eines Meßintervalls t_m läßt sich durch eine Poissonverteilung beschreiben, die durch folgende mathematische Beziehung gegeben ist./19/:

$$f(n) = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}} \quad (2-4)$$

dabei sind: n = Anzahl der Quanten im Meßintervall t_m

$\bar{n}$ = mittlere Anzahl an Quanten im Meßintervall t_m

$f(n)$ = Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von n Quanten im Meßintervall t_m

Die Streuung σ_n dieser Verteilung (2 - 4) ist nur vom Mittelwert abhängig und ergibt sich als:

$$\sigma_n = \sqrt{\bar{n}}$$

Damit tritt bei der Messung der mittleren Strahlungsintensität J durch die statistische Verteilung des zeitlichen Auftretens der Strahlungsquanten folgende relative statistische Ungenauigkeit $\frac{J_r}{J}$ auf:

$$\frac{J_r}{J} = \frac{\sigma_n}{\bar{n}} = \sqrt{\frac{1}{\bar{n}}} \quad (2 - 5)$$

mit: σ_n = Streuung von J durch die zeitliche Verteilung der Quanten

$\bar{n}$ = mittlere Anzahl an Quanten im Meßintervall t_m vor dem Strahlungsfenster des Detektors

Diese Beziehung (2 - 5) gilt unter der Annahme, daß alle Quanten detektiert werden. Hat der Detektor eine Nachweiswahrscheinlichkeit $\eta < 1$, so ergibt sich für den relativen statistischen Fehler $\frac{J_{m,r}}{J_m}$ der gemessenen Strahlungsintensität der Wert:

$$\frac{J_{m,r}}{J_m} = \sqrt{\frac{1}{\eta \cdot \bar{n}}} \quad (2 - 6)$$

η = Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors
(Def. s. 3.1)

Neben diesem statistischen Fehler werden weitere durch die folgenden 2 Ursachen hervorgerufen:

1. durch die Streuung der Anzahl der detektierten Ladungsträger pro Strahlungsquant,
2. durch Rauschen der Detektorelektronik.

Die beiden letzten Effekte sind bei den meisten Anwendungen klein gegenüber dem oben beschriebenen und können deshalb vernachlässigt werden.

Aus der Streuung für die gemessene Strahlungsintensität läßt sich dann die Streuung für die eigentliche Meßgröße $d \cdot \rho$ berechnen, wobei als Zusammenhang zwischen J_0 und J die Gleichung (2 - 1) herangezogen wird.

Sie ergibt sich als:

$$\frac{(d \cdot \rho)_r}{d \cdot \rho} = \frac{\frac{1}{\sqrt{\eta \cdot \bar{n}_0}} \sqrt{\frac{J_0}{J}}}{\ln \left(\frac{J_0}{J} \right)} \quad (2 - 7)$$

mit $\bar{n}_0$ = mittlere Anzahl an Quanten im Meßintervall t_m im Strahlengang vor dem Meßobjekt.

Aus Gleichung (2 - 7) läßt sich das Minimum für die relative Streuung der Meßgröße bestimmen. Es ergibt sich:

$$\text{Min} \left\{ \frac{(d \cdot \rho)_r}{d \cdot \rho} \right\} = \frac{e}{2 \sqrt{\eta \cdot \bar{n}_0}} \quad (2 - 8)$$

$$\text{für } \frac{J}{J_0} = e^{-2}$$

Daraus folgt für den Exponenten des Schwächungsfaktors:

$$\frac{\mu(E_{\text{opt}})}{\rho_0} \cdot d \cdot \rho = 2 \quad (2 - 9)$$

mit E_{opt} = optimale Quantenenergie der Strahlungsquelle für minimalen statistischen Fehler

Daraus ergibt sich der relative statistische Fehler $\frac{J_{m,r}}{J_m}$ der gemessenen Strahlungsintensität bei der Quantenenergie $E = E_{opt}$ als:

$$\frac{J_{m,r}}{J_m} = \frac{1}{e \sqrt{\eta \cdot \bar{n}_0}}$$

Die Abhängigkeit von E_{opt} von der Dicke unterschiedlicher Materialien des Meßobjektes ist in Abb. 3 angegeben.

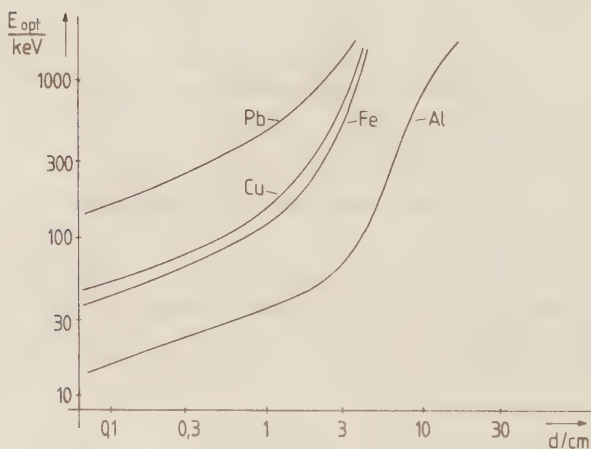


Abb. 3: Abhängigkeit der optimalen Quantenenergie E_{opt} von der Dicke des Meßobjekts bei den Materialien Al, Fe, Cu und Pb.

Aus der Gleichung (2 - 8) lassen sich 2 Anforderungen an die Strahlungsquelle ableiten:

1. die Strahlungsintensität J_0 und damit die mittlere Anzahl $\bar{n}_0$ an Quanten soll so groß wie möglich sein,
2. die Quantenenergie soll entsprechend dem Meßobjekt und seiner Dicke die Optimalenergie E_{opt} sein.

zu 1. Die 1. Forderung ist bei vielen Meßsystemen, die sich heute im Einsatz befinden, bereits erfüllt. Der limitierende Faktor bei Quantenenergien unter 0,1 MeV stellt dabei die Strahlungsquelle selbst dar (wird auf S. 14 erklärt). Bei Energien oberhalb von 0,1 MeV begrenzt die zulässige Strahlenbelastung der nächsten Umgebung der Strahlenquelle die Intensität. Zusätzliche Abschirmmaßnahmen sind oft zu teuer oder können aus räumlichen Gründen nicht untergebracht werden.

zu 2. Als Strahlungsquelle kommt entweder ein radioaktives Isotop mit ausreichend langer Halbwertszeit oder eine Röntgenröhre zum Einsatz. Im Energiebereich bis 0,1 MeV wird neben der Röntgenröhre nur ²⁴¹Am in größerem Umfang als Strahlenquelle eingesetzt. Im Energiebereich über 0,1 MeV findet die Röntgenröhre zum einen wegen des hohen Aufwandes für das Versorgungsnetzteil nur selten Anwendung, zum anderen stehen hier auch mehrere Radioisotope zur Verfügung. Die mit der technisch größten Bedeutung sind in Tabelle 1 aufgeführt.

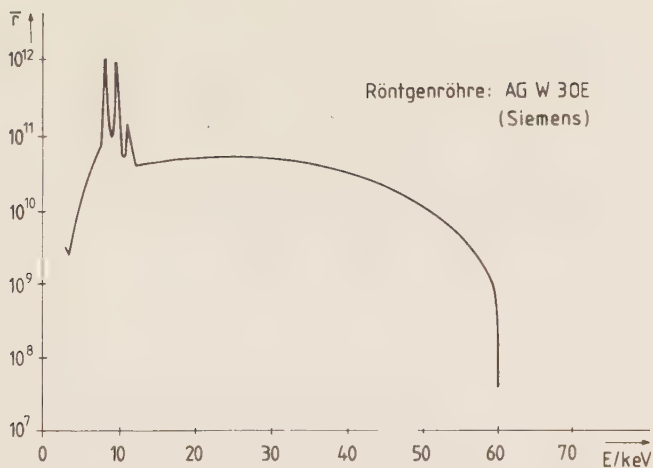
Radioisotop	E (in MeV)	Halbwertszeit (in a)
^{241}Am	0,060	458
^{57}Co	0,122	0,75
^{192}Ir	*	74 Tage
^{137}Cs	0,662	30
^{60}Co	1,17 u. 1,33	5,26

* ^{192}Ir weist eine große Anzahl von γ - Linien auf, wobei die mit der größten Intensität im Bereich von 0,3 und 0,5 MeV liegen.

Tabelle 1: Zusammenstellung der wichtigsten Radioisotope

Wegen ihrer geringen Halbwertszeit werden ^{57}Co und ^{192}Ir als Strahlenquellen meist in Meßanlagen für Forschungszwecke eingesetzt. Ihre Bedeutung in industriellen Anlagen ist dagegen gering.

Ein Nachteil von ^{241}Am ist die geringe, flächenbezogene Aktivität des Präparats, die durch eine große Eigenabsorption bei der hohen Ordnungszahl des Materials ($Z=95$) hervorgerufen wird. Verwendet man dagegen eine Röntgenröhre als Strahlenquelle, so lassen sich große Strahlungsintensitäten erzeugen. Diese werden durch die maximale Anodenverlustleistung begrenzt. Ein typisches Strahlungsspektrum einer solchen Röhre mit Wolfram-Anode bei einer Beschleunigungsspannung von 60 kV zeigt Abb. 4.



$\bar{r}$ = mittlere Häufigkeitsdichte (bezogen auf den
Anodenstrom (in A) und den Raumwinkel (in sr))

$$[\bar{r}] = \frac{1}{\text{s} \cdot \text{eV} \cdot \text{A} \cdot \text{sr}}$$

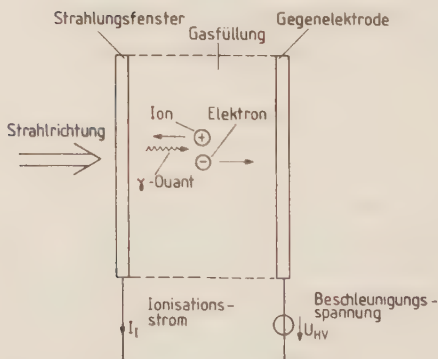
Abb. 4: Strahlungsspektrum einer Röntgenröhre bei
einer Anodenspannung von 60 kV mit W - Anode

Das hier gezeigte Röntgenspektrum setzt sich aus den
charakteristischen Röntgenfluoreszenzlinien (hier
L - Linien des W bei ca. 10 keV) und der Brems-
strahlung zusammen.

2.3 Detektionsprinzipien

Bei der Detektion der Strahlungsintensität einer γ - oder Röntgenstrahlung können meßtechnisch 2 unterschiedliche Wechselwirkungsprozesse ausgenutzt werden, die durch die erzeugten Photo- und Comptonelektronen ausgelöst werden:

1. die Ionisationswirkung und
 2. die Anregung von Elektronen in der Hülle eines Atoms.
- zu 1. Die Ionisationswirkung der Strahlung und vor allem der dabei erzeugten Photo- und Comptonelektronen wird in Ionisationskammern und Halbleiterdetektoren direkt gemessen. Die erzeugten Ladungsträger werden in einem elektrischen Feld beschleunigt und wandern zu den entsprechenden Elektroden. In den Anschlüssen ist die Ladungsträgerbewegung als influenzierter Verschiebungsstrom I_I meßbar. Das Prinzip einer solchen Ionisationskammer zeigt Abb. 5.



U_{HV} = Beschleunigungsspannung

I_I = Ionisationsstrom

Abb. 5: Prinzip einer Ionisationskammer

Das Volumen zwischen den Elektroden ist bei Ionisationskammern gasgefüllt, bei Halbleiterdetektoren ist dies die ladungsträgerarme Raumladungszone.

Die mittlere Ladungsmenge $\overline{Q_I}$, die sich bei Totalabsorption eines Quants mit der Energie E_0 im aktiven Volumen ergibt, ist:

$$\overline{Q_I} = e \cdot \frac{E_0}{w_I} \quad (2 - 10)$$

mit: e = Elementarladung

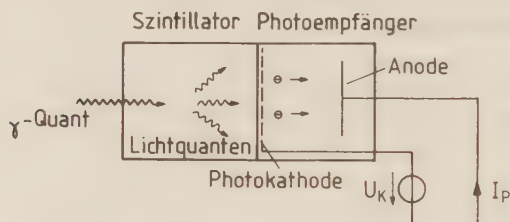
w_I = mittlere Ionisierungsenergie.

w_I liegt bei Edelgasen im Bereich von 15 - 30 eV, bei Halbleitern bei 2 - 7 eV.

Neben diesen Detektoren wird die Ionisationswirkung der Strahlung in Proportionalzählrohren und Geiger-Müller-Zählern ausgenutzt. Durch Überhöhung der elektrischen Feldstärke der positiven Elektrode wird eine Gasverstärkung v_G erzielt. Bei Proportionalzählrohren werden für v_G Werte im Bereich von $10^2 - 10^4$ eingestellt, dagegen wird bei Geiger-Müller-Zählern die elektrische Feldstärke soweit erhöht, daß durch sehr starke Photonenerzeugung das gesamte Gasvolumen "durchzündet". Die Ladung eines Stromimpulses, die durch ein Strahlungsquant hervorgerufen wird, ist dabei unabhängig von der Primärladung $\overline{Q_I}$. Besondere Probleme bereitet das "Löschen" dieser Zählrohre, das eine gewisse Zeit in Anspruch nimmt. Dadurch sind sie nur bis zu geringen Zählraten einsetzbar.

zu 2. Neben der Ionisation tritt durch die γ - oder Röntgenstrahlung eine Anregung von Hüllenelektronen auf optische Niveaus auf. Die beim Rücksprung emittierte niederenergetische Quantenstrahlung (Lichtquanten) kann durch empfindliche Photoempfänger in einen elektrischen Strom konvertiert werden.

Das Prinzip eines solchen Szintillationsdetektors zeigt Abb. 6.



U_K = Beschleunigungsspannung (neg.)

I_P = Photostrom

Abb. 6: Prinzip eines Szintillationsdetektors

Vom Prinzip her wirkt der Szintillator als Energietransformator, der hochenergetische Quanten in niederenergetische Lichtquanten umsetzt. Wegen der geringen Lichtintensität können nur Vacuum-Photodioden oder Photovervielfacher als Photodetektoren eingesetzt werden.

Die mittlere Ladungsmenge $\overline{Q}_P$, die aus der Photokathode bei der Totalabsorption eines γ -Quants im Szintillator austritt, ergibt sich als:

$$\overline{Q}_P = e \cdot \frac{E_0}{w_A} \cdot K_p(E_L) \cdot r_G \quad (2 - 11)$$

mit: w_A = mittlere verbrauchte Energie zur Anregung eines Hüllenelektrons auf ein optisches Niveau (im Szintillator, typ. Werte: 20 eV ... 200 eV)
 r_G = Verlustfaktor durch die geometrische Anordnung
 $K_p(E_L)$ = Quantenausbeute der Photokathode bei der Energie E_L der Lichtquanten

Bei Verwendung eines Photovervielfachers steht diese Ladung $\overline{Q}_P$ um den Verstärkungsfaktor v_e eines eingebauten Elektronenvervielfachers vergrößert als Anodenstrom zur Verfügung.

2.4 Methoden der Signalverarbeitung

Bei der elektronischen Verarbeitung des Ausgangsstroms eines Detektors kann die Strahlungsintensität durch 2 unterschiedliche Verfahren bestimmt werden:

1. Integralstromverfahren
2. Messung der Quantenrate durch Einzelimpulsmessung.

zu 1. Integralstromverfahren

Das Integralstromverfahren benutzt den integralen Mittelwert des Detektorausgangsstroms während der Meßzeit t_m als elektrische Ausgangsgröße. Sie ist in den meisten Fällen direkt proportional zur Strahlungsintensität J . Dieses Verfahren hat den großen Vorteil, daß der integrale Mittelwert sowohl im Detektor als auch in der nachfolgenden Elektronik gebildet werden kann. Solange keine Nichtlinearitäten auftreten, werden durch diese Art der Signalverarbeitung auch bei hohen Quantenraten keine Totzeitverluste verursacht. Die Anforderungen an das Zeitverhalten des Detektors und der nachfolgenden Elektronik werden durch die Signalbandbreite bestimmt, mit der die Strahlungsintensität J gemessen werden soll. Da sie von Natur aus immer einen Gleichanteil besitzt, müssen bei diesem Verfahren Detektor und Detektorelektronik DC-gekoppelt sein. Damit verursachen Drifteffekte, die die Größe des Detektorausgangsstroms beeinflussen, sowie alle Offsetgrößen direkt einen Fehler im elektrischen Ausgangssignal.

zu 2. Einzelimpulsmessung

Bei der Einzelimpulsmessung wird die Quantenrate durch Zählung der Einzelereignisse während der Meßzeit t_m bestimmt. Bei einer monoenergetischen Strahlung und bei konstanten Strahlungsspektren ist die Rate proportional zur Strahlungsintensität.

Da dieses Verfahren ein impulsmessendes Verfahren ist, kann die Detektorelektronik über eine AC-Koppelung an den Detektorausgang angeschlossen werden. Die Auswirkungen der Drifteffekte sind dadurch stark unterdrückt und die der Offsetgrößen eliminiert. Die Anforderungen an das Zeitverhalten des Detektorausgangsstroms sind sehr hoch, sie werden durch die Zeit t_i bestimmt, die maximal zur Detektion eines Einzelimpulses bei vorgegebener mittlerer Quantenrate $\bar{R}$ zur Verfügung steht. Wird die Bedingung

$$\bar{R} \ll \frac{1}{t_i}$$

nicht eingehalten, so treten beträchtliche Totzeitverluste auf, wodurch die gemessene Rate kleiner als die tatsächliche und damit die Meßauflösung verschlechtert wird. Durch diesen Effekt ist die Abhängigkeit von Amplituden- und Zeitauflösung bei dieser Methode der Signalverarbeitung gegeben. Der Wert für die maximale Quantenrate $\bar{R}_{\max}$ konnte in den letzten Jahren vergrößert werden. Dazu tragen zum einen Weiterentwicklungen bei Halbleiter- und Szintillationsdetektoren und zum anderen der Einsatz von "Pile-up"-Prozessoren bei /7,8/, sodaß heute maximale Raten von ca. $3 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ ohne wesentliche Totzeitverluste verarbeitet werden können.

Nimmt man als Ursache für den statistischen Fehler $\frac{J_m \cdot r}{J_m}$ der gemessenen Strahlungsintensität nur die statistische Verteilung des zeitlichen Auftretens der Strahlungsquanten an, so ergibt sich zwischen diesem Fehler und der Meßzeit t_m , die die zeitliche Auflösung bestimmt, folgender Zusammenhang:

$$\left(\frac{J_m \cdot r}{J_m} \right)^2 \cdot t_m = \frac{1}{R} \quad (2 - 12)$$

Bei der Einzelimpulsmessung kann neben der Quantenrate auch die Energieverteilung ermittelt werden. Obwohl diese Möglichkeit bei der Messung der integralen Strahlungsintensität nicht benötigt wird, beruhen darauf einige Stabilisierungsverfahren, die die Driteffekte unterdrücken. Das wichtigste davon, das auch in industriell eingesetzten Meßanlagen angewendet wird /9/, beruht auf der Amplitudenstabilisierung des Photopeaks im detektierten Strahlungsspektrum.

Zur genauen und schnellen Bestimmung der Meßgröße $d \cdot \rho$ ist eine hohe Quantenrate erforderlich. Bei einer gewünschten Amplitudenauflösung der Strahlungsintensität von ca. 10^{-3} innerhalb einer Meßzeit $t_m < 10$ ms muß eine Rate $R_{\max} > 10^8 \text{ s}^{-1}$

im Detektorsystem verarbeitet werden. Dies ist nach dem heutigen Stand der Entwicklung nur mit dem Integralstromverfahren möglich. Aus diesem Grunde beschäftigt sich diese Arbeit mit Detektorsystemen, die für die Anwendung des Integralstromverfahrens geeignet sind.

Damit setzt bei Szintillationsdetektoren die Abhängigkeit zwischen Amplituden- und Zeitauf-

lösung erst bei Quantenraten ein, bei denen im Detektor selbst Nichtlinearitätseffekte auftreten. Bis zu den bisher untersuchten Raten von ca. 10^{10} s^{-1} konnten diese nicht festgestellt werden.

Die bei dieser Art der Signalverarbeitung störend auftretenden Drifteffekte und Offsetgrößen werden in ihren Auswirkungen auf die Meßgenauigkeit durch neue Verfahren reduziert, die in dieser Arbeit hergeleitet werden.

3. Anforderungen und Auswahl der Strahlungsdetektoren sowie deren Eigenschaften

3.1 Anforderungen an den Strahlungsdetektor

An den Strahlungsdetektor zur integralen Intensitätsmessung von γ - und Röntgenstrahlung werden folgende Anforderungen, die sich zum Teil bereits aus den Kap. 2.2 und 2.4 ergeben, gestellt, um eine hohe Meßgenauigkeit und Zeitauflösung zu erreichen:

1. kleine Totzeitverluste im Detektorsystem bei hohen Quantenraten
2. große Nachweiswahrscheinlichkeit η ($\eta > 50\%$)

Definition:

Unter der Nachweiswahrscheinlichkeit η eines Strahlungsdetektors versteht man das Verhältnis aus der Quantenrate $\overline{R}_D$, die im aktiven Volumen des Detektors absorbiert wird und einen Detektorstrom hervorruft und der Rate $\overline{R}$ vor dem Strahlungsdetektor.

$$\eta = \frac{\overline{R}_D}{\overline{R}} \quad (3 - 1)$$

3. kleiner Nullstrom $I_{I,0}$

(Detektorausgangsstrom bei $\overline{R} = 0$)

4. kleine Driften des Konversionsfaktors $K_D = I_I/J$
(I_I =Detektorausgangsstrom, J =Strahlungsintensität)
durch Alterung und bei Temperaturveränderung.

5. kurze Einschwingzeiten t_s (in ein vorgegebenes Toleranzband) bei sprungförmiger Änderung der Strahlungsintensität ($t_s < 10$ ms)

Zusätzlich kommt zu diesen 5 allgemeinen Anforder-

rungen an ein Detektorsystem eine 6., die bei vielen Anwendungen von besonderer Bedeutung ist:

6. geringe mechanische Empfindlichkeit

Definition:

Unter der mechanischen Empfindlichkeit K_m versteht man das Verhältnis aus der Spitzenamplitude der Ausgangsstörspannung $\hat{U}_{A,m}$ des Detektorsystems bei mechanischer Beschleunigung und der maximalen Signalausgangsspannung, bezogen auf den Wert b_m der Beschleunigung.

$$K_m = \frac{\hat{U}_{A,m}}{U_{A,max} \cdot b_m} \quad (3 - 2)$$

$U_{A,m}$ = Maximalamplitude der Ausgangsspannung, die durch die Beschleunigung b_m hervorgerufen wird.

$U_{A,max}$ = maximale Signalausgangsspannung

b_m = mechanische Beschleunigung

3.2 Auswahl der geeigneten Strahlungsdetektorarten

Im Abschnitt 3.1 sind die Anforderungen an das Detektorsystem, die als Auswahlkriterien dienen, zusammengefaßt. Die bekannten Detektorarten erfüllen z.T. einzelne dieser Anforderungen, doch werden von keiner gleichzeitig die Anforderungen 1,2 und 5 (kleine Totzeitverluste, große Nachweiswahrscheinlichkeit und kurze Einschwingzeit) erfüllt, die entscheidend für die statistische Amplitudenauflösung und das Zeitverhalten sind. Deshalb werden von den Detektorarten, die vom Prinzip her für eine Integralstrommessung geeignet sind, (Ionisationskammern, Proportionalzähler, Halbleiterdetektoren und Szintillationsdetektoren), die Eigenschaften angegeben, die zum einen die Auswahlkriterien erfüllen und zum anderen ihren Einsatz als nicht sinnvoll erscheinen lassen.

Ionisationskammern

Ionisationskammern weisen wegen der geringen Zahl der beteiligten Ladungsträger kleine Totzeitverluste bis zu hohen Raten auf, kleiner Nullstrom und extrem kleine Driften, die im wesentlichen nur durch Dichteveränderungen im Gasvolumen hervorgerufen werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit η kann für Quantenenergien $E < 100$ keV Werte von über 50% aufweisen, darüber nimmt η wegen der geringen Dichte des Füllgases drastisch ab. Die Einschwingzeit t_s hängt stark von der Dimensionierung ab (s. auch 3.3.2), sie liegt bei Kammer mit $\eta > 50\%$ (bei $E = 50$ keV) in der Größenordnung von 0,1 s.

Proportionalzähler

Die Eigenschaften von Proportionalzählern weichen gegenüber denen, die für Ionisationskammern oben aufgeführt sind, in folgenden Punkten ab:

1. die maximale, zu verarbeitende Rate ist kleiner, da eine um die Gasverstärkung größere Anzahl an Ladungsträgern beteiligt ist,
2. die Einschwingzeit ist größer, da sich bei der notwendigen Inhomogenität des elektrischen Feldes größere Ionenlaufzeiten ergeben.

Zusätzlich wird durch die hohe Gasverstärkung eine starke Alterung hervorgerufen, sodaß geschlossene Proportionalzähler nur in Meßsystemen mit kurzer Einsatzzeit verwendet werden können.

Halbleiterdetektoren

Halbleiterdetektoren weisen geringe Totzeitverluste, Driften und Einschwingzeiten auf. Die Nachweiswahrscheinlichkeit η hängt vom Detektormaterial und von der Sperrschichttiefe ab. Bei niedrigen Quantenenergien werden vielfach Si-Detektoren eingesetzt, dagegen sind bei hohen Quantenenergien Materialien mit hohem Z von Vorteil. So lassen sich in diesem Energiebereich sowohl mit Ge- als auch mit den neu entwickelten CdTe- und HgJ_2 -Detektoren noch brauchbare Werte für die Nachweiswahrscheinlichkeit erzielen. Leider weisen diese Detektoren Nullströme $I_{I,0}$ auf, die in der Größenordnung der Signalströme liegen. Da bisher für diese Detektoren "Auto-Zero"-Verfahren weder bekannt sind noch entwickelt werden konnten, scheidet ihre Anwendung bei der integralen Intensitätsmessung aus. Darüberhinaus können Ge-Detektoren nur gekühlt betrieben werden, da bei Raumtemperatur zu große Leckströme auftreten.

Szintillationsdetektoren

Szintillationsdetektoren zeichnen sich durch kleine Totzeiten und Nullströme aus. Die Nachweiswahrscheinlichkeit η kann bei großvolumigen Szintillatoren mit hoher Dichte auch bei hohen Quantenenergien große Werte erreichen.

Die Sprungantwort weist in Abhängigkeit vom Szintillatormaterial einen schnellen und einen langsamen Anteil auf, der durch das Nachleuchten hervorgerufen wird. Von entscheidendem Nachteil sind bei diesen Detektoren die großen Driften des Konversionsfaktors K_D .

Die wichtigsten Eigenschaften der Detektorarten sind in der folgenden Tabelle 2 qualitativ zusammengefaßt.

Aus der Zusammenstellung der Detektoreigenschaften ergibt sich, daß Proportionalzähler wegen der kurzen Lebensdauer und Halbleiterdetektoren wegen des großen Nullstroms für die integrale Intensitätsmessung ungeeignet sind.

Um in Anwendungen, bei denen gleichzeitig hohe Amplitudengenauigkeit und Zeitauflösung gefordert sind, Ionisationskammern oder Szintillationsdetektoren einsetzen zu können, müssen bei Ionisationskammern die Einschwingzeit verkürzt und bei Szintillationsdetektoren zusätzlich die Drifteffekte verkleinert werden. Dabei ist zusätzlich zu beachten, daß Ionisationskammern wegen der abnehmenden Nachweiswahrscheinlichkeit η nur im Energiebereich bis ca. 100 keV eingesetzt werden sollten.

Im Rahmen der Arbeit wird deshalb versucht, Verfahren herzuleiten und zu entwickeln, die die Einschwingzeit bei Ionisationskammern und Szintillationsdetektoren verkleinern und zusätzlich bei diesen die Drifteffekte unterdrücken.

Eigen- schaft in Bezug auf	Ionisa- tionskam- mer	Propor- tional- zähler	Halblei- terdetek- tor	Szintil- lations- detektor
Totzeit- verluste	++	+	+	++
Nachweis- wahr- schein- lichkeit bei E=50 keV	+	+	++	++
bei E=500 keV	-	-	+	++
Nullstrom	++	+	-	+
Driften	++	+	++	-
Ein- schwing- zeit	-	-	++	+(-)*
Bemer- kungen		bei ge- schlosse- nen Sys- temen kurze Le- bensdauer		* abhängig vom Szin- tillator- material

(++ = sehr gut geeignet; + = gut geeignet; - = unge-
eignet)

Tabelle 2: Qualitative Zusammenstellung der wich-
tigsten Eigenschaften der angegebenen
Detektorarten

3.3 Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit und der Einschwingzeit der geeigneten Strahlungsdetektoren

3.3.1 Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit

Wie aus Abschnitt 2.2 hervorgeht, hat die Nachweiswahrscheinlichkeit η eines Strahlungsdetektors entscheidenden Einfluß auf die statistische Auflösung der Meßgröße.

Die Berechnungsmethode ist für Ionisationskammern und Szintillationsdetektoren identisch, weshalb sie hier allgemein für beide Detektorarten angegeben wird.

Bei der Berechnung von η wird von folgender, prinzipiellen Anordnung eines Strahlungsdetektors ausgegangen, die in Abb. 7 dargestellt ist.

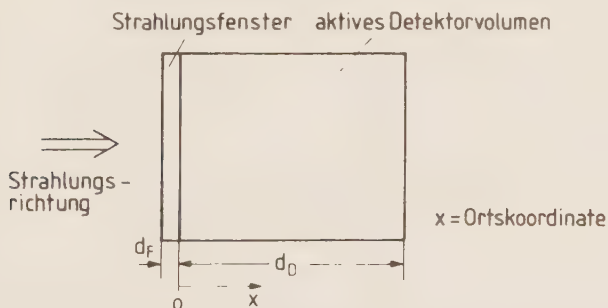


Abb. 7: Prinzipielle geometrische Anordnung eines Strahlungsdetektors

Der Strahlungsdetektor besteht aus dem aktiven Detektorvolumen mit der Dicke d_D , das gegen äußere Einflüsse durch ein Gehäuse geschützt werden muß. Dadurch befindet sich zwangsläufig vor dem eigentlichen Detektor ein Strahlungsfenster, das die

Strahlung möglichst ohne Intensitätsverlust durchdringen sollte. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ergibt sich als:

$$\eta(E) = \kappa(E) \cdot v(E) \quad (3 - 3)$$

$$\eta(E) = e^{-\mu_F(E)d_F} \left[1 - e^{-\frac{\mu_D(E)}{\rho_0} \cdot \rho \cdot d_D} \right]$$

mit: κ = Abschwächungsfaktor des Strahlungsfensters

v = Absorptionsfaktor des Detektorvolumens

μ_F = Schwächungskoeffizient des Fenstermaterials

d_F = Dicke des Strahlungsfensters

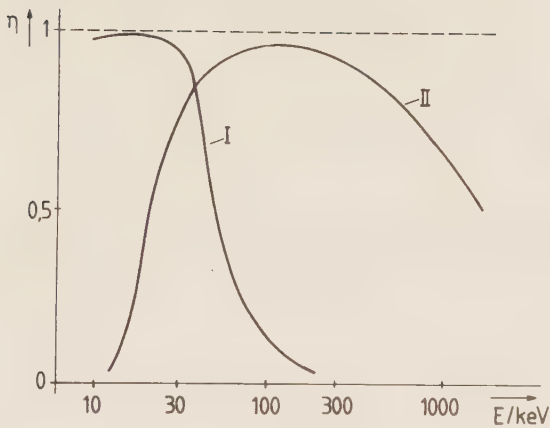
μ_D = Schwächungskoeffizient des Detektormaterials

d_D = Dicke des aktiven Detektorvolumens

$\frac{\rho}{\rho_0}$ = Dichteverhältnis des Detektormediums
(bezogen auf die Normdichte ρ_0)

Der 1. Faktor gibt dabei die Intensitätsschwächung durch das Strahlungsfenster an, der 2. ist der Absorptionsfaktor des Detektorvolumens. Da die Schwächungskoeffizienten stark energieabhängig sind, ergibt sich auch für die Nachweiswahrscheinlichkeit eine starke Energieabhängigkeit.

Die typischen Nachweiswahrscheinlichkeiten η von einer Ionisationskammer und einem Szintillationsdetektor in Abhängigkeit von der Quantenenergie E sind in Abb. 8 dargestellt. Der Abfall von η zu kleinen Energien hin wird durch den Abschwächungsfaktor κ des Strahlungsfensters hervorgerufen und der zu großen Energien durch die Abnahmen des Absorptionsfaktors v des eigentlichen Detektors.



I: Ionisationskammer

Strahlungsfenster: Be 0,2 mm dick

Detektorlänge: $d_D = 10$ cm

Füllgas: Kr mit einem Druck von 5 bar

II: Szintillationsdetektor

Strahlungsfenster: Al 1 mm dick

Szintillator: NaJ 5 cm dick

Abb. 8: Nachweiswahrscheinlichkeit einer Ionisationskammer (I) und eines Szintillationsdetektors (II)

3.3.2 Berechnung der Einschwingzeit einer Ionisationskammer bei sprungförmiger Änderung der Strahlungsintensität

Die Einschwingzeit t_s des Ausgangssignals eines Strahlungsdetektors in ein vorgegebenes Toleranzband bei sprungförmiger Änderung der Strahlungsintensität gibt die zeitliche Auflösung des Detektorsystems an. Zu ihrer Berechnung für eine Ionisationskammer werden die Prinzipdarstellungen nach Abb. 5 und 7 zugrunde gelegt. Die mittlere Driftgeschwindigkeit $\bar{v}_D$ von Ladungsträgern im Gasvolumen ergibt sich als:

$$\bar{v}_D = b \cdot E_{el} \quad (3 - 4)$$

mit: b = Beweglichkeit einer Ladungsträgerart
 E_{el} = elektrische Feldstärke

Die Beweglichkeit eines geladenen Teilchens im Gasvolumen läßt sich nach /3/ mit Näherung nach folgender Gleichung berechnen:

$$b = \frac{q}{d_A^2 \cdot c' \cdot \sqrt{m} \pi \sqrt{24 k_B T}} \quad (3 - 5)$$

mit: q = Ladung des Teilchens
 d_A = gaskinetischer Atomdurchmesser
 c' = Atomdichte im Gasvolumen
 m = Masse des Teilchens
 k_B = Boltzmann-Konstante
 T = absolute Temperatur

Aus der Gleichung (3 - 5) ergibt sich, daß die Beweglichkeit der Elektronen wesentlich größer als die der Ionen ist.

Die Anzahl der erzeugten Ladungsträger pro Volumeneinheit, die durch die ionisierende Strahlung hervorgerufen wird, nimmt in Strahlrichtung mit dem Faktor

$$e^{-\frac{\mu_D(E)}{\rho_0} \cdot \rho \cdot x} \quad \text{ab,}$$

wobei x die Ortskoordinate in Strahlrichtung ist. (s. auch Abb. 7) Dadurch sind auch bei einem homogenen elektrischen Feld die Anteile aus Elektronen- und Ionenstrom im Gesamtionsisationsstrom nicht gleich groß.

Der relative Stromanteil α_R , der durch Ladungsträger hervorgerufen wird, die sich gegen die Strahlrichtung bewegen, ergibt sich als:

$$\begin{aligned} \alpha_R &= \frac{\int_0^{d_D} \frac{x}{d_D} \cdot e^{-k_D \cdot \frac{x}{d_D}} dx}{\int_0^{d_D} e^{-k_D \cdot \frac{x}{d_D}} dx} \\ &= \frac{\frac{1}{k_D} - \left(1 + \frac{1}{k_D}\right) e^{-k_D}}{1 - e^{-k_D}} \quad (3 - 6) \end{aligned}$$

mit: x = Ortskoordinate in Strahlrichtung
($x = 0$: Beginn des Detektorvolumens,
s. Abb. 7)

d_D = Dicke des Detektorvolumens

$$k_D(E) = \frac{\mu_D(E)}{\rho_0} \cdot \rho \cdot d_D \quad (3 - 7)$$

Für den Stromanteil α_H der Ladungsträger, die sich

in Strahlrichtung bewegen, ergibt sich entsprechend:

$$\alpha_H = 1 - \alpha_R$$

Die Abhängigkeiten von α_R und α_H von der Konstanten k_D sind in Abb. 9 dargestellt.

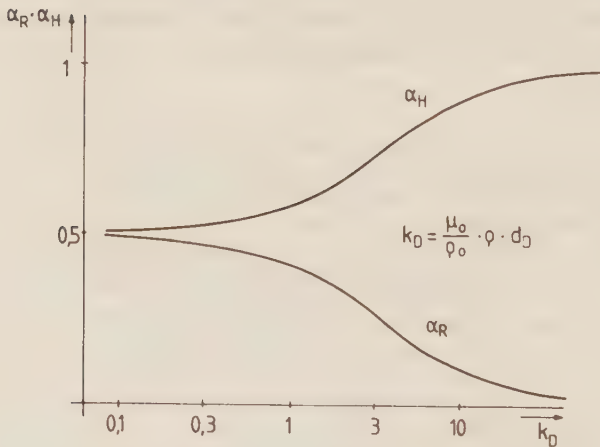


Abb. 9: Abhängigkeiten der relativen Stromanteile von der Konstanten k_D .

Mit Hilfe dieser Größen läßt sich die Zeitfunktion des Ionisationsstroms bei sprungförmiger Änderung der Strahlungsintensität berechnen. Sie hängt zum einen von allen Größen ab, die die Ionenlaufzeit beeinflussen und zum anderen vom Massenschwächungskoeffizienten μ und damit von der Quantenenergie E als auch von der Polarität der angelegten Beschleunigungsspannung U_{HV} .

Bei hochgenauen Meßsystemen ist die Einschwingzeit t_s für ein vorgegebenes, enges Toleranzband von entscheidender Bedeutung.

Der Grenzwert für t_s bei einer Toleranzbandbreite gegen 0 ist die maximale Ionenlaufzeit $t_{I,max}$ des Detektors.

Bei einer homogenen Feldverteilung im Gasvolumen und einer angelegten Beschleunigungsspannung U_{HV} ergibt sich für $t_{I,max}$:

$$t_{I,max} = \frac{d_D^2}{b \cdot U_{HV}} \quad (3 - 8)$$

Für eine so aufgebaute Ionisationskammer mit der Dimensionierung für das Beispiel in Abb. 8 (Füllgas: Kr, Druck: 5 bar, Detektordicke: 10 cm) ergibt sich bei einer Beschleunigungsspannung von $U_{HV} = 1$ kV für $t_{I,max}$ ein Wert von 0,5 s.

3.3.3 Einschwingzeit eines Szintillationsdetektors bei sprungförmiger Änderung der Strahlungsintensität

Die Einschwingzeit t_s des Ausgangsstroms eines Szintillationsdetektors hängt zum einen von der Abklingzeitkonstanten der Lichtintensität des Szintillators bei impulsförmiger Anregung und zum anderen von der Anstiegszeit des Anodenstroms des Photoempfängers ab. Letztere liegt im ns-Bereich und kann gegenüber der benötigten Einschwingzeit t_s bei der Intensitätsmessung im ms-Bereich vernachlässigt werden.

Die Abklingzeitkonstanten der Lichtintensität des Szintillators hängen vom Szintillatormaterial ab, wobei die kürzeste im ns- bis μ s-Bereich liegt. Einige Szintillatoren, vor allem hochabsorbierende, anorganische Materialien, weisen allerdings die häßliche Eigenschaft auf, daß ein Teil ihrer Lichtintensität mit mehreren Zeitkonstanten abklingt, die im ms- bis s-Bereich liegen. Dieser Effekt wird in der Literatur als Nachleuchten (afterglow) bezeichnet.

Die Sprungantwort eines Szintillationsdetektors kann unter Vernachlässigung der statistischen Parameter, die bei einer endlichen Rate der Strahlungsquanten auftreten, durch folgende Beziehung angegeben werden:

$$\frac{i_A(t)}{I_{A,0}} = \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_0}} \right) + \sum_i a_i \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{Ni}}} \right) \quad (3 - 9)$$

mit: τ_0 = erste, kurze Zeitkonstante, mit der der größte Anteil der Lichtintensität einschwingt (ns- μ s-Bereich)

mit: τ_{Ni} = i-te Zeitkonstante des Nachleuchtens
(ms-min-Bereich)

$I_{A,0}$ = Stromanteil des Anodenstroms des Photoemp-
fängers, der durch die Lichtintensität
hervorgerufen wird, die mit der kurzen
Zeitkonstanten τ_0 einschwingt.

a_i = Amplitudenanteil des Nachleuchtens, (be-
zogen auf $I_{A,0}$), der mit τ_{Ni} einschwingt.

Die Sprungantwort (Änderung der Strahlungsintensi-
tät von $J_{\max}$ auf $J \rightarrow 0$) ist in Abb. 10 für die
Szintillatormaterialien NaJ(Tl), CsJ(Tl) und $CdWO_4$
zu sehen. Während NaJ und CsJ Amplitudenanteile
von ca. 13 % und 7 % aufweisen, die durch Nachleuch-
ten verursacht werden und mit stark unterschiedlichen
Zeitkonstanten abklingen, liegt dieser Anteil bei
 $CdWO_4$ unter einem Wert von 10^{-3} .

Durch das Nachleuchten wird die Einschwingzeit t_s
der Sprungantwort wesentlich vergrößert. Dieser
störende Effekt kann durch eine Kompensationsschal-
tung, wie sie in Kap. 5.2 hergeleitet wird, weit-
gehend unterdrückt werden.

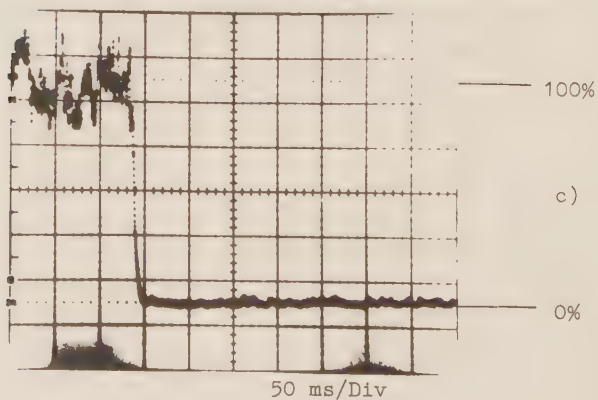
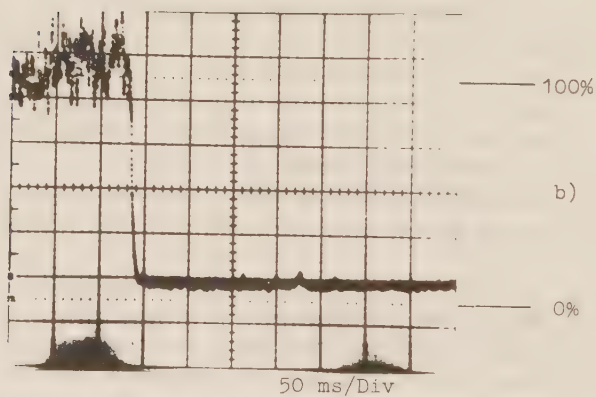
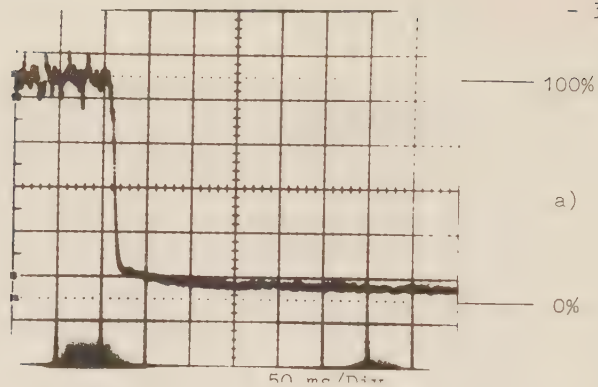


Abb. 10: Lichtintensität von NaJ(Tl) (a), CsJ(Tl) (b) und CdWO₄ (c) bei sprungförmiger Änderung der Strahlungsintensität von $J_{\max}$ auf $J \rightarrow 0$

4. Neue Detektorsysteme mit hoher Genauigkeit und Zeitauflösung unter Verwendung von Ionisationskammern und Szintillationsdetektoren

Wie in Kap. 3 gezeigt wurde, kommen für Meßsysteme, bei denen gleichzeitig hohe Meßgenauigkeit und kurze Einschwingzeiten gefordert sind, nur Ionisationskammern oder Szintillationsdetektoren in Betracht. Dazu müssen bei Ionisationskammern die Einschwingzeiten drastisch verkürzt werden. Bei Szintillationsdetektoren müssen die Drifteffekte verringert und bei der Verwendung einiger Szintillatormaterialien das durch das Nachleuchten verursachte schlechte Einschwingverhalten verbessert werden.

Im Kap. 4.1 wird für Ionisationskammern ein neues Konstruktionsprinzip hergeleitet, mit dem die Einschwingzeit drastisch verkleinert werden kann, ohne dabei gleichzeitig wesentlich an Amplitudenauflösung zu verlieren.

Für Szintillationsdetektoren werden in 4.2 zwei automatische Kalibrierverfahren angegeben, die den eigentlichen Meßvorgang nicht unterbrechen. Mit dem 1. Verfahren wird der Konversionsfaktor des Photoempfängers kalibriert, der normalerweise den weit aus größeren Anteil der Driften verursacht. Ein 2. aufwendiges Verfahren wirkt dagegen mit Hilfe eines Referenzstrahlungsdetektors auf den Gesamtkonversionsfaktor des Szintillationsdetektors ein.

4.1 Konstruktionsprinzip zur Verbesserung der zeitlichen Auflösung bei Ionisationskammern

Im Kap. 3.3.2 wurde die maximale Ionenlaufzeit $t_{I,max}$ in einer Ionisationskammer mit homogener Verteilung des elektrischen Feldes in (3 - 8) angegeben, die das Einschwingverhalten des Ionisationsstroms und damit die zeitliche Auflösung maßgeblich beeinflusst.

$$t_{I,max} = \frac{d_D^2}{b \cdot U_{HV}} \quad (3 - 8)$$

Wie aus dieser Gleichung ersichtlich ist, kann die Ionenlaufzeit durch 3 Parameter beeinflusst werden. Gleichzeitig ist zu berücksichtigen, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit η ebenfalls von der Dicke des Gasvolumens d_D (3 - 3) und über die Dichte ρ von der Beweglichkeit b (3 - 5) abhängt. Somit kann bei einer Standard-Konstruktion nur durch Erhöhung der Beschleunigungsspannung U_{HV} die Einschwingzeit t_s ohne Beeinflussung von η erhöht werden. Einer Vergrößerung von U_{HV} sind aber wegen der endlichen Spannungsfestigkeit enge Grenzen gesetzt.

Da die Ionenlaufzeit $t_{I,max}$ von der Detektordicke d_D (bei konstanter Beschleunigungsspannung) quadratisch abhängt, kommt diesem Parameter besondere Bedeutung zu. Bei einer Verkleinerung von d_D nimmt ebenfalls die Nachweiswahrscheinlichkeit η stark ab. Um dies zu verhindern, werden mehrere dünne Kammervolumina in Strahlrichtung hintereinander angeordnet. Der prinzipielle Aufbau einer solchen Ionisationskammer ist in Abb. 11 zu sehen.

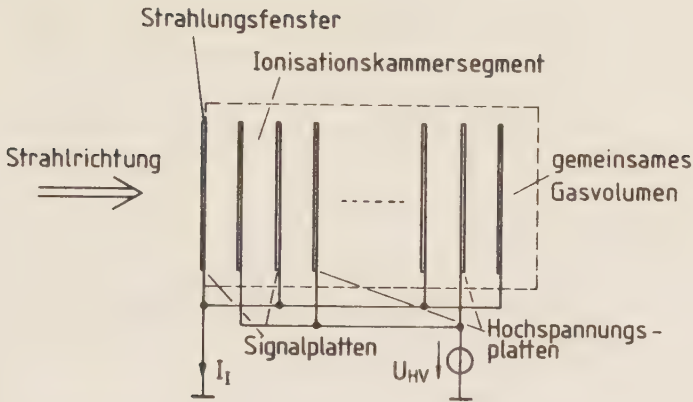


Abb. 11: Prinzipieller Aufbau einer schnellen Ionisationskammer

Die gesamte Anordnung liegt in einem gemeinsamen Gasvolumen. Die einzelnen Platten, die die Kammer-
volumen begrenzen, haben abwechselnd unterschied-
liches Potential, wobei jene, die mit der Beschleu-
nigungsspannung U_{HV} verbunden sind, Hochspannungs-
platten und die anderen, die die Gegenelektroden
bilden und mit dem Ausgang verbunden sind, Sig-
nalplatten genannt werden. Durch diese Anordnung
eines Mehrfach-Plattenkondensators können sowohl
eine kurze Ionenlaufzeit als auch eine große Nach-
weiswahrscheinlichkeit erreicht werden.

Die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit η_{ges} mit den-
selben Näherungen, die für (2 - 1) gelten, läßt
sich aus den geometrischen Daten bestimmen. Sie
ergibt sich als:

$$\eta_{ges} = \eta_1 + \eta_2 + \dots \quad (4 - 1)$$

$$\eta_{ges} = e^{-\mu_F d_F - \frac{\mu_D}{\rho_0} \cdot \rho d_D^*} + e^{-\mu_F d_F - \frac{\mu_D}{\rho_0} \cdot \rho d_D^* - \mu_P d_P - \frac{\mu_D}{\rho_0} \rho d_D^*} + \dots$$

mit: d_D^* = Dicke jedes einzelnen Kammervolumens

d_P = Dicke der Elektrodenplatten

μ_P = Schwächungskoeffizient des Elektrodenplattenmaterials

η_i = Nachweiswahrscheinlichkeit des i-ten Kammersegmentes

Die Gleichung (4 - 1) läßt sich nach den Gesetzen für eine geometrische Reihe in folgender Form zusammenfassen:

$$\eta_{ges} = e^{-\mu_F d_F - \frac{\mu_D}{\rho_0} \cdot \rho d_D^*} \cdot \frac{e^{-l \left(\frac{\mu_D}{\rho_0} \cdot \rho d_D^* + \mu_P \cdot d_P \right)} - 1}{e^{-\frac{\mu_D}{\rho_0} \cdot \rho d_D^* - \mu_P d_P} - 1} \quad (4 - 2)$$

Dabei ist l die Anzahl der hintereinander angeordneten Kammersegmente. Aus dem Grenzwert der Nachweiswahrscheinlichkeit η_{ges} für $l \rightarrow \infty$ läßt sich eine wichtige Dimensionierungsvorschrift für die einzelnen Kammervolumina ableiten.

$$\eta_{ges, \infty} = \frac{e^{-\mu_F d_F - \frac{\mu_D}{\rho_0} \cdot \rho \cdot d_D^*}}{1 - e^{-\left(\frac{\mu_D}{\rho_0} \cdot \rho d_D^* + \mu_P \cdot d_P \right)}} \quad (4 - 3)$$

Wie aus den Gleichungen (4 - 2) und (4 - 3) hervorgeht, muß zur Erzielung einer hohen Nachweiswahrscheinlichkeit η_{ges} nicht nur die Anzahl l der Kammersegmente groß sein, sondern zusätzlich muß die Bedingung (4 - 4) für das Einzelsegment erfüllt sein:

$$1 - e^{-\mu_p d_p} \ll 1 - e^{-\frac{\mu_D}{\rho_0} \cdot \rho d_D} \quad (4 - 4)$$

Das Fenster- und Plattenmaterial und der Gasdruck müssen entsprechend ausgewählt werden.

Die maximale Ionenlaufzeit $t_{I,\text{max}}$ ergibt sich jetzt zu

$$t_{I,\text{max}} = \frac{d_D^2}{b \cdot U_{HV}} \quad (4 - 5)$$

und hängt damit im Gegensatz zur Nachweiswahrscheinlichkeit η_{ges} nur noch von der Dicke d_D^* des Einzelvolumens und nicht mehr von $d_D = l \cdot d_D^*$, der Dicke des Gesamtvolumens ab.

Der Plattenabstand d_D^* ist zu kleinen Werten hin durch 3 Effekte begrenzt:

1. Die Koppelkapazität zwischen den Hochspannungs- und Signalplatten, die ein Teil der Detektorkapazität C_D darstellt, nimmt mit kleiner werdendem Plattenabstand zu. Das Signalersatzschaltbild des Detektors mit angeschlossenem I/U-Konverter ist in Abb. 21 (Kap. 5.1) angegeben. Bei einem Operationsverstärker mit einer Leerlaufverstärkung $v_o \rightarrow \infty$ ergibt sich die Verstärkung v_r für das eingangsbezogene Spannungsrauschen als:

$$v_r = \frac{1 + j\omega R_K(C_D + C_R)}{1 + j\omega R_K C_R}$$

v_r ist damit eine Funktion von C_D und nimmt mit wachsendem C_D zu.

Zum anderen wird ebenfalls die mechanische Empfindlichkeit der Ionisationskammer bei Anregung der Elektrodenplatten vergrößert.

2. Gegenüber dem Plattenabstand ist die Reichweite der durch Ionisation der Strahlung erzeugten Photo- und Comptonelektronen nicht mehr klein, sodaß einige einen Teil ihrer kinetischen Energie erst in den Elektrodenplatten verlieren. Dadurch erhöht sich die mittlere Ionisierungsenergie w_I zur Erzeugung eines Ladungsträgerpaares.
3. Der Aufwand und die Schwierigkeiten bei der mechanischen Konstruktion der Ionisationskammer erhöhen sich.

Die Ionenlaufzeit $t_{I,max}$ in einer solchen schnellen Ionisationskammer kann bei realen Konstruktionen bis auf Werte von ca. 1 ms gesenkt werden.

Die in diesem Abschnitt angegebene Anordnung der inneren Elektrodenplatten ist nicht zwingend notwendig. Es sind auch andere Konfigurationen wie z.B. axial ineinandergeschachtelte Zylinderelektroden oder auch Plattenanordnungen, wobei die Elektroden in Strahlrichtung angeordnet sind, denkbar. Bei der Realisation ergibt sich normalerweise ein erhöhter Aufwand, zusätzlich erhält die Kammer mit zylindrischen Elektroden gerade im Zentrum einen "blinden Fleck".

4.2 Automatische Kalibriersysteme für Szintillationsdetektoren

Wie in Kap. 4.1 gezeigt wurde, läßt sich durch Anwendung eines neuen Konstruktionsprinzips die Zeitauflösung von Ionisationskammern wesentlich verbessern. Trotzdem ist es auch weiterhin sinnvoll, im Energiebereich $E > 100 \text{ keV}$ Szintillationsdetektoren einzusetzen, da bei Ionisationskammern die Nachweiswahrscheinlichkeit η aufgrund der geringen Dichte des benötigten Füllgases sehr klein wird.

Besondere Schwierigkeiten beim Einsatz von Szintillationsdetektoren bereiten die großen Driften des Konversionsfaktors durch Temperatur und Alterung, weshalb sich dieser Abschnitt mit automatischen Kalibriersystemen beschäftigt, die die Auswirkungen dieser Effekte auf die Meßgenauigkeit verringern.

Der Konversionsfaktor K_{SD} eines Szintillationsdetektors gibt den Zusammenhang zwischen der im Szintillator absorbierten Strahlungsintensität J_D und der Ausgangsspannung U_A des Detektors an.

$$K_{SD} = \frac{U_A}{J_D} \quad (4 - 6)$$

Er ist das Produkt aus der Lichtausbeute K_S des Szintillators, der Empfindlichkeit K_P des Photoempfängers und des Konversionsfaktors R_K des nachgeschalteten I/U-Konverters.

$$K_{SD} = K_S \cdot K_P \cdot R_K \cdot r_D \quad (4 - 7)$$

Dabei werden K_S und K_p definiert als:

$$K_S = \frac{1}{w_L} \quad \text{und} \quad (4 - 8)$$

$$K_p = S \cdot e \cdot v_e \quad (4 - 9)$$

- mit: w_L = mittlere Energie zur Erzeugung eines Lichtquants im Szintillator
 r_D = Verlustfaktor, hervorgerufen durch die geometrische Anordnung
 S = Quantenausbeute der Photokathode
 (Anzahl der aus der Photokathode ausgelösten Elektronen zur Anzahl der auftretenden Lichtquanten, abhängig von der Lichtquantenenergie E_L)
 e = Elementarladung
 v_e = Verstärkungsfaktor für Elektronen (bei Vacuum Photodioden: $v_e=1$, bei Photovervielfachern $v_e \gg 1$)

Die Größen w_L , S und v_e weisen materialspezifische, unterschiedlich starke Temperaturabhängigkeiten auf. Vor allem die Quantenausbeute S der Photokathode hat einen großen Temperaturkoeffizienten (TK) von $10^{-3}/K - 10^{-2}/K$, der stark von der Lichtquantenenergie E_L abhängt und starken Exemplarstreuungen unterliegt. Der TK von w_L ist dagegen bei einigen Szintillatormaterialien um fast eine Größenordnung kleiner.

In den beiden folgenden Abschnitten werden deshalb 2 unterschiedliche Kalibrierverfahren vorgestellt, wobei das eine nur die Empfindlichkeit K_p des Photoempfängers kalibriert, das andere, aufwendigere dagegen den Konversionsfaktor K_{SD} des Gesamtdetektors.

4.2.1 Verfahren zur Kalibrierung der Empfindlichkeit des Photoempfängers eines Szintillationsdetektors

Weist die mittlere Energie w_L zur Erzeugung eines Lichtquants des verwendeten Szintillators für die entsprechende Anwendung einen ausreichend kleinen TK auf, so reicht es aus, die Empfindlichkeit des Photoempfängers zu kalibrieren. Dies ist mit Hilfe eines Systems, das in der folgenden Abb. 12 dargestellt ist, möglich. Dazu braucht der Meßvorgang der Strahlungsintensität J nicht unterbrochen zu werden, sodaß eine kontinuierliche Messung möglich ist.

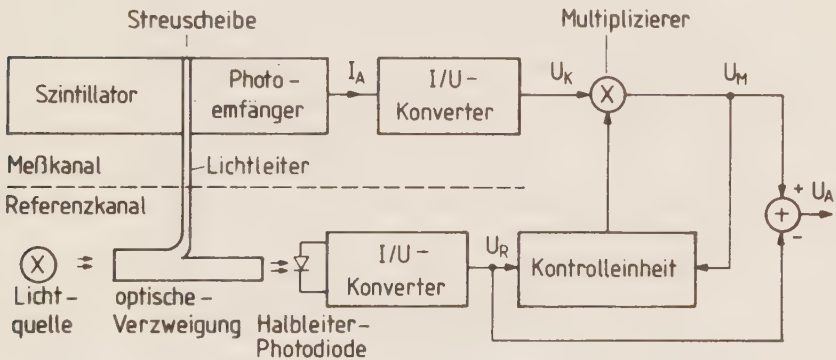


Abb. 12: Blockschaltbild eines Stabilisierungssystems für die Empfindlichkeit des Photoempfängers

Zur Kalibrierung der Empfindlichkeit K_p des Photoempfängers wird der Photokathode zusätzlich zum Szintillationslicht ein optisches Kalibrierungssignal zugeführt, das mit Hilfe einer Lichtquelle erzeugt wird. Da diese Lichtintensität selbst i.a. einen großen TK aufweist, wird sie in einem Referenzkanal

mit einer Halbleiter-Photodiode gemessen, deren Photoempfindlichkeit K_{pR} einen extrem kleinen TK aufweist. Er dient bei der Kalibrierung der Empfindlichkeit des Photoempfängers im Meßkanal als Sollwert. Der Photostrom der Halbleiterdiode wird mit Hilfe eines I/U-Konverters in eine Spannung U_R konvertiert, die der Kontrolleinheit als Sollspannung zur Verfügung steht. Im Meßkanal sind zusätzlich ein Multiplizierer und eine Stufe zur Differenzbildung eingefügt. Eine Kontrolleinheit filtert aus dem Meßkanalsignal U_M das Kalibrierungssignal aus, das mit Hilfe der Lichtquelle erzeugt wird, vergleicht es mit der Spannung U_R und stellt den Multiplizierer so nach, daß die Differenz beider Signale 0 ist. Von U_M wird dann U_R abgezogen, sodaß die Ausgangsspannung U_A nur das reine Meßsignal enthält (proportional zur Strahlungsintensität J). Mit diesem Kalibrierungssystem wird die wirksame Photoempfindlichkeit im Meßkanal auf die im Referenzkanal bezogen. Durch eine entsprechende Dimensionierung der optischen Verzweigung kann im Referenzkanal mit wesentlich höheren Lichtintensitäten gearbeitet werden, wodurch der Einsatz einer Halbleiter-Photodiode mit kleinem TK und geringer Alterung als Photoempfänger möglich ist.

Das Emissionslicht der Lichtquelle muß in seiner Wellenlänge der des Szintillationslichtes angepaßt sein, da das Temperaturverhalten des Photoempfängers von der Wellenlänge abhängt. Die Lichtintensität muß mit einer zeitabhängigen Funktion moduliert werden, damit die Kontrolleinheit das Kalibrierungssignal aus dem Meßkanalsignal U_M ausfiltern kann. Als Lichtquelle bietet sich dafür eine LED an, deren Farbe, blau oder

grün, entsprechend dem Szintillatormaterial ausgesucht wird.

Zur Modulation bieten sich 2 unterschiedliche Zeitfunktionen an:

1. ein Sinussignal und
2. ein Rechtecksignal

zu 1. Bei der Modulation mit einem Sinussignal der Frequenz f_0 muß der DC-Mittelwert der Lichtintensität größer als der Spitzenwert des Sinussignals sein. Das Blockschaltbild einer Kontrolleinheit ist in Abb. 13 dargestellt. Sie filtert mit schmalbandigen, identischen Bandpassen das Sinussignal aus den Spannungen U_M und U_R aus, bildet die Differenz und erzeugt mit Hilfe eines phaseneempfindlichen Gleichrichters deren Amplitudenwert, der das Eingangssignal eines nachgeschalteten Regelverstärkers ist. Er steuert den Multiplizierer in seiner Verstärkung so, daß die Differenz zwischen dem Kalibriersignal im Meßkanal und dem im Referenzkanal 0 ist.

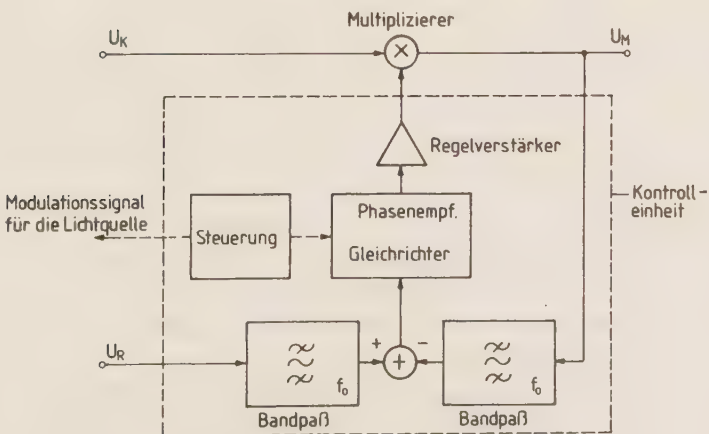


Abb. 13: Blockschaltbild einer Kontrolleinheit bei sinusförmiger Modulation des Kalibriersignals

Durch die Bandbreite der Bandpässe und das Frequenzverhalten des Regelverstärkers wird die Regelcharakteristik der Kontrolleinheit bestimmt. Sind im Meßkanalsignal U_M Meßsignalanteile oder Störsignale (z.B. durch mechanische Belastung) mit der Frequenz enthalten, die in den Durchlaßbereich des Bandpasses fällt, so führt dieses Verfahren zu Fehlern bei der Kalibrierung. Zusätzlich verbleibt dann im Ausgangssignal U_A ein Rest des Kalibrierungssignals, dessen AC-Anteil durch nachgeschaltete Frequenzfilter unterdrückt werden kann, wenn die Kalibrierungsfrequenz f_0 außerhalb des Signalfrequenzbereiches liegt. Der DC-Anteil kann dagegen nicht mehr eliminiert werden und ist damit voll als Fehler-spannung in U_A enthalten.

Ein weiterer Nachteil dieser Art der Modulation besteht in dem großen Dynamikbereich, in dem die LED durch das sinusförmige Signal angesteuert wird. Messungen der spektralen Verteilung des Emissionslichtes von LED's in Abhängigkeit vom Strom ergaben, daß sich das Spektrum bei grün- und gelbleuchtenden in den langwelligen, bei blauleuchtenden LED's dagegen in den kurzwelligen Bereich verschiebt. Da die spektrale Empfindlichkeit einer Halbleiter-Photodiode zu großen Wellenlängen hin (im Bereich von gelben und blauem Licht) ansteigt und die von Photokathoden i. a. stark abfällt, ergeben sich dadurch zusätzliche Fehler bei der Kalibrierung des Meßkanals.

- zu 2. Bei der Modulation mit einem Rechtecksignal wird die Lichtquelle (LED) ein- und ausgeschaltet. Die Kontrolleinheit ist in Abb. 14

dargestellt und muß dann im einzelnen folgenden Funktionen haben. Die zugehörigen Spannungszeitfunktionen sind in Abb. 15 angegeben.

Vor dem Einschalten der LED wird der Momentanwert des Meßkanalsignals U_M mit Hilfe einer Sample & Hold-Schaltung gespeichert und von dem Spannungswert bei eingeschalteter Lichtquelle subtrahiert. Damit ist die Amplitude des Kalibriersignals bestimmt. Sie wird mit der im Referenzkanal (U_R) verglichen und die Differenz einem Regelverstärker zugeführt. Diese Differenz muß mit Hilfe einer weiteren Sample & Hold-Schaltung zwischengespeichert werden, da sie nicht kontinuierlich zur Verfügung steht.

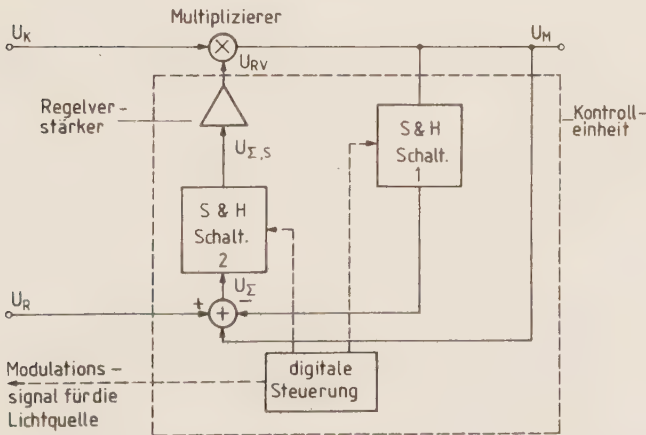


Abb. 14: Blockschaltbild einer Kontrolleinheit bei rechteckförmiger Modulation des Kalibriersignals

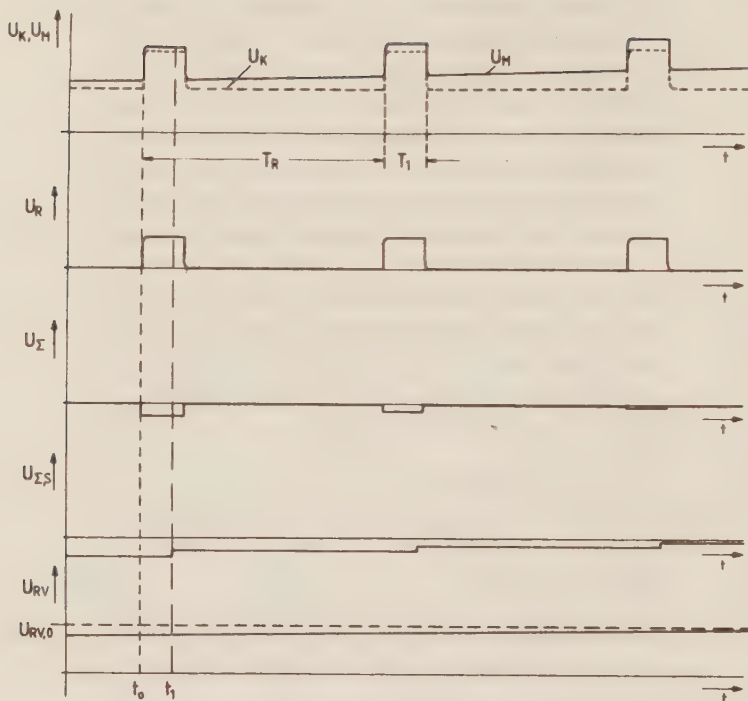


Abb. 15: Spannungszeitdiagramme der wichtigsten Spannungen der Kontrolleinheit nach Abb. 14 bei Auftreten einer Regelabweichung. (Regelverstärker mit integralem Verhalten)

Um eine hohe Unterdrückung der Kalibriersignale im Ausgangssignal zu erreichen, muß das Frequenzverhalten von Meß- und Referenzkanal möglichst identisch sein.

Ihre Bandbreite wird dabei in den meisten Anwendungsfällen von der Grenzfrequenz der I/U-Konverter bestimmt.

Bei der Ermittlung der Regelabweichung U_{Σ} in der Kontrolleinheit können Fehler auftreten, die durch unterschiedliche Effekte verursacht werden.

1. Dem Meßkanalsignal U_M sind, hervorgerufen durch die Strahlungsstatistik, Rauschsignale überlagert, die sich als tiefpaßbegrenztes "weißes" Rauschen beschreiben lassen.
2. Im Meßkanalsignal U_M sind Meßsignalanteile oder Störsignale mit der Taktfrequenz f_R des Rechtecksignals enthalten.
3. Die spektrale Verteilung des Emissionslichtes der LED verändert sich in Abhängigkeit von der Temperatur.

Das Signal-Rausch-Verhältnis im Referenzkanal kann bei geeigneter Dimensionierung groß gegenüber dem im Meßkanal gehalten werden. Deshalb wird dieser Einfluß auf die Regelabweichung U_{Σ} vernachlässigt.

- zu 1. Ändert sich zwischen den Zeitpunkten t_0 , zu dem die 1. S & H-Schaltung den Spannungsmomentanwert der Meßkanalspannung U_M speichert, und t_1 , zu dem die 2. S & H-Schaltung die Amplitude des Summensignals U_{Σ} übernimmt, das im Meßkanalsignal enthaltene Meßsignal, so führt diese Änderung zu direkten Fehlern in der Amplitude von U_{Σ} und damit zu Kalibrierungsfehlern. Wird dieser Fehler durch die Strahlungsstatistik verursacht und soll er um den Faktor a unterdrückt werden, so ist die Mittellung von a^2 Kalibrierzyklen notwendig.

- zu 2. Ebenso wie statistische Signale können auch deterministische Signalanteile zu Fehlern bei der Bestimmung von U_{Σ} führen. Auch hier führt die Mittellung über mehrere Kalibrierzyklen zur Unterdrückung dieser Fehler bis auf solche, die durch Frequenzanteile verursacht werden, deren ganzzahlige Vielfache gleich der Kalibrierfrequenz sind. Abhilfe schafft hier eine Modulation der Kalibrierfrequenz f_R , sodaß die Korrelation zwischen Meß- und Kalibriersignal möglichst gering wird.
- zu 3. Die Halbleiter-Photodiode im Referenzkanal und der Photoempfänger im Meßkanal weisen stark unterschiedliche Kurvenverläufe für die Photoempfindlichkeit in Abhängigkeit von der Wellenlänge des Lichtes auf. Zwei typische Kurvenverläufe zeigt Abb. 16. Durch diese Eigenschaften tritt bei Veränderung der spektralen Verteilung des Emissionslichts der LED ein zusätzlicher Kalibrierungsfehler auf. Dieser kann entweder durch ein angepaßtes optisches Filter, das vor der Photodiode angeordnet wird, oder durch eine Temperaturstabilisierung der LED verringert werden.

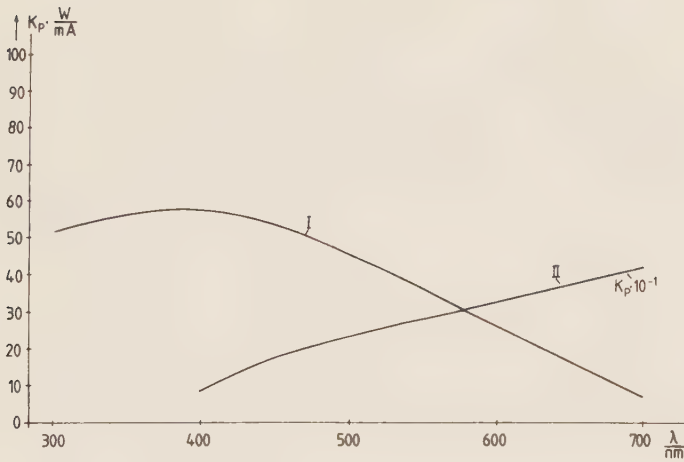


Abb. 16: Abhängigkeit der Photoempfindlichkeit K_p einer Photokathode I (Multialkali) und einer Si-Halbleiterdiode II in Abhängigkeit von der Wellenlänge des Lichtes

4.2.2 Verfahren zur Kalibrierung des Konversionsfaktors eines Szintillationsdetektors mit Hilfe eines Referenzstrahlungsdetektors

Mit dem in Abschn. 4.2.1 beschriebenen Verfahren kann die Photoempfindlichkeit des Photoempfängers im Szintillationsdetektor kalibriert werden. Driften der Lichtausbeute des Szintillators gehen dabei voll als Fehlergrößen in das Meßsignal ein. Reichen die mit diesem Verfahren erreichbaren Genauigkeiten von ca. $\pm 1\%$ im Temperaturbereich von $0 - 40^\circ\text{C}$ nicht aus, so bietet sich die Anwendung des in diesem Abschnitt beschriebenen, aufwendigeren Verfahrens an, bei dem als Sollwert bei der Kalibrierung des Konversionsfaktors der eines hochstabilen Referenz-Strahlungsdetektors herangezogen wird. Da mit diesem Verfahren nur langsame Drifteffekte ausgeregelt werden sollen, sind die Anforderungen an die Nachweiswahrscheinlichkeit η_R und die zeitliche Auflösung des Referenzdetektors gering. Aus diesen Gründen eignet sich eine Ionisationskammer besonders gut als Referenzdetektor, da bei ihr der Konversionsfaktor nur einen extrem kleinen TK aufweist. Die zeitliche Auflösung ist dagegen nach (3 - 5) temperaturabhängig. Damit durch das Kalibrierverfahren die statistische Amplitudenauflösung des Meßsignals nicht wesentlich verschlechtert wird, muß das zeitlich gemittelte Referenzsignal mit größerer Auflösung zur Verfügung stehen als das Meßsignal selbst. Dazu muß für die Nachweiswahrscheinlichkeit η_R der Referenzionisationskammer folgende Bedingung erfüllt werden:

$$\frac{\eta_R}{\eta_H} \gg \frac{\tau_B}{\tau_{th}} \quad (4 - 10)$$

mit: $\tau_B = \frac{1}{2\pi f_B}$ = min. Zeitkonstante des Meßsignals
entsprechend f_B = Grenzfrequenz des Meßsignals
 τ_{th} = thermische Zeitkonstante des Meßdetektors

Damit die auftretenden Drifteffekte im Meßdetektor innerhalb der thermischen Zeitkonstanten τ_{th} ausgeglichen werden können, muß an die Ionenlaufzeit $t_{IR,max}$ der Referenzionisationskammer folgende Anforderung gestellt werden:

$$t_{IR,max} \ll \tau_{th} \quad (4 - 11)$$

Eine mögliche mechanische Anordnung eines solchen Detektorsystems mit Referenzdetektor zeigt Abb. 17.

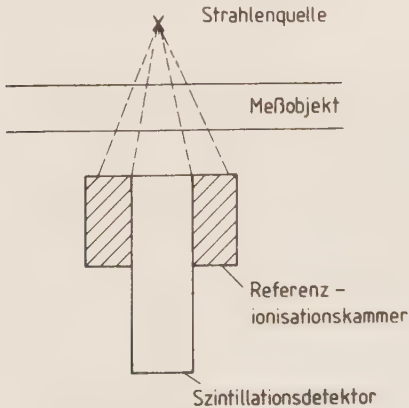


Abb. 17: Prinzipielle mechanische Anordnung eines Absorptionsmeßsystems mit Szintillationsdetektor und Referenzionisationskammer

Aus den Ausgangssignalen der beiden Detektoren muß

ein Signal abgeleitet werden, das ein Maß für die Empfindlichkeit des Meßdetektors darstellt und unabhängig vom Momentanwert des Meßsignals ist. Die Funktion einer solchen Signalverarbeitung geht aus dem Blockschaltbild in Abb. 18 hervor.

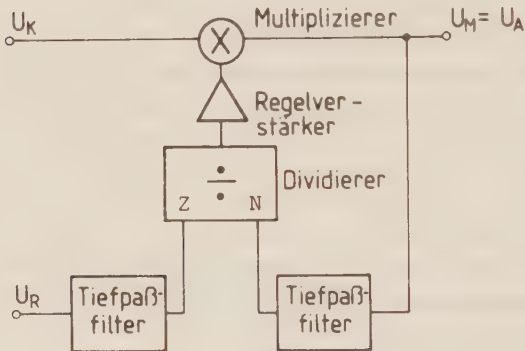


Abb. 18: Blockschaltbild der Signalverarbeitung zur Kalibrierung des Konversionsfaktors eines Szintillationsdetektors mit Hilfe eines Referenzstrahlungsdetektors

(Z = Zähler-, N = Nennerfunktion des Dividierers)

Die Signalverarbeitung bildet mit Hilfe von Tiefpaßfiltern die Mittelwerte des Meßkanalsignals $\bar{U}_M$ und des Referenzsignals $\bar{U}_R$. Der nachfolgende Dividierer erzeugt ein zum Quotienten aus $\bar{U}_M$ und $\bar{U}_R$ proportionales Signal und steuert damit den Regelverstärker an. Er stellt den Multiplizierer so ein, daß unabhängig von der Größe des Meßsignals gilt

$$\frac{\bar{U}_M}{\bar{U}_R} = \text{const.} \quad (4 - 12)$$

und damit bei idealem Referenzdetektor:

$$K_{SD} = \frac{U_A}{J} = \text{const.}$$

mit: K_{SD} = wirksamer Konversionsfaktor des Meßdetektors

Zur Erfüllung der letzten Bedingung müssen einige Voraussetzungen beachtet werden:

1. Der Öffnungswinkel des Quantenstrahls, der bei der Messung ausgenutzt wird, muß klein sein, damit die Abschwächfaktoren des Meßobjekts für Meß- und Referenzdetektor gleich groß sind (als wirksame Absorptionslänge geht die Projektion der Dicke in Strahlrichtung ein).
2. Bei einer vorgegebenen Strahlenquelle muß das Verhältnis aus $\bar{U}_M$ und $\bar{U}_R$ unabhängig von der Dicke des Meßobjektes sein.

Die 2. Voraussetzung läßt sich nicht direkt in eine allgemeine Dimensionierungsvorschrift umsetzen. Dazu ist die Kenntnis über die Energieverteilung der Strahlungsquanten der Strahlenquelle und über das Material des Meßobjektes notwendig.

1. Einsatz einer Strahlenquelle mit monoenergetischen Quanten mit $E_0 < 100 \text{ keV}$:

Da in dem angegebenen Energiebereich die Absorption der Strahlungsquanten im wesentlichen durch den Photoeffekt erfolgt, ist das Strahlungsspektrum hinter dem Meßobjekt mit guter Näherung ebenfalls ein Linienspektrum. An die Referenzionisationskammer sind außer den oben genannten keine weiteren Anforderungen zu stellen.

2. Einsatz einer Strahlungsquelle mit monoenergetischen Quanten mit $E_0 > 100 \text{ keV}$:

Im Energiebereich $100 \text{ keV} < E_0 < 5 \text{ MeV}$ erfolgt die Absorption der Strahlungsquanten bei den meisten Materialien im wesentlichen durch den Comptoneffekt. Bei der Streuung entstehen Quanten, deren Energie kleiner als E_0 ist. Das Strahlungsspektrum hinter dem Meßobjekt weist eine Verteilung auf, die bei hohen Energien durch E_0 begrenzt wird. Sie hängt im wesentlichen vom Material des Meßobjektes und seiner Dicke ab. Deshalb muß hier zusätzlich die Forderung gestellt werden, daß das Verhältnis aus den Ausgangsspannungen des Referenz- und Meßdetektors unabhängig von der Quantenenergie E ist.

$$\frac{U_R(E)}{U_K(E)} = f(E)$$

Setzt man für U_R und U_K die energieabhängige Empfindlichkeit $\eta \cdot K_D$ ein, so ergibt sich:

$$\frac{\eta_R(E) \cdot K_{RD}(E)}{\eta_M(E) \cdot K_{SD}(E)} = f(E) \quad (4 - 13)$$

Beim Einsatz einer Röntgenröhre als Strahlungsquelle ergibt sich diese Problematik in noch größerem Umfang, da hierbei schon vor dem Meßobjekt ein verteilter Spektrum auftritt.

Um die Beziehung (4 - 13) zu erfüllen, müßte also für jeden unterschiedlichen Meßdetektor eine neue Referenzionisationskammer konstruiert werden. Dieser Nachteil kann durch Einsatz eines Detektors mit elektrisch einstellbarer, energieabhängiger Empfindlichkeit umgangen werden. Das Funktionsprinzip wird in Kap. 4.3 beschrieben.

4.3 Verfahren zur Erhöhung der Meßgenauigkeit
bei Schwankungen der primären Strahlungs-
intensität durch einen Referenzdetektor
mit elektrisch einstellbarer, energieab-
hängiger Empfindlichkeit

In schnellen Absorptionsmeßsystemen (mit Anstiegszeiten unter 10 ms), die mit einer Röntgenröhre als Strahlungsquelle ausgestattet sind, wird die Meßgenauigkeit in den meisten Anwendungsfällen durch die Inkonzanz der primären Strahlungsintensität bestimmt. Sie hängt sowohl vom Anodenstrom als auch von der Anodenspannung der Röntgenröhre ab. Bis heute sind zwar Netzteile zur Versorgung von Röntgenröhren erhältlich, die die Mittelwerte der beiden Größen ausreichend konstant halten, bei denen aber ein störender Brummanteil durch die versorgende Netzspannung von einigen Promill bis zu ca. 1% überlagert ist. Die hierdurch verursachte Modulation der Strahlungsintensität ist zum Brummanteil des Anodenstroms proportional, aber überproportional zum Modulationsanteil der Anodenspannung, der besonders den hochenergetischen Bereich des Strahlungsspektrums moduliert. Zusätzlich wird die Modulation des Ausgangsstroms des Strahlungsdetektors durch die Verhärtung des Strahlungsspektrums durch das Meßobjekt (Energieabhängigkeit des Schwächungsfaktors μ) vergrößert. Die Meßgenauigkeit bei der Bestimmung der Meßgröße $d \cdot \rho$ kann durch Einfügen eines Referenzdetektors zwischen Strahlenquelle und Meßobjekt, mit dem die primäre Strahlungsintensität gemessen wird, wesentlich verbessert werden. Den Aufbau eines so erweiterten Absorptionsmeßsystems zeigt Abb. 19.

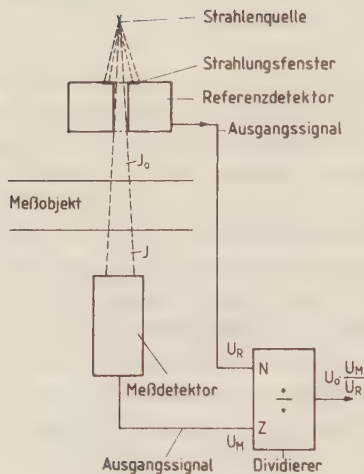


Abb. 19: Absorptionsmeßsystem mit Referenzdetektor zur Bestimmung der primären Strahlungsintensität J_0 .

Um den eigentlichen Meßstrahl nicht zu beeinflussen, erhält der Referenzdetektor eine Zentralbohrung, um die rotationssymmetrisch das Strahlungsfenster angeordnet ist. Die primäre Strahlungsintensität wird aus einem Strahlungsanteil ermittelt, der unter einem größeren Winkel zur Meßachse abgestrahlt wird. Mit Hilfe eines Dividierers wird der Quotient aus den Ausgangssignalen von Meß- und Referenzdetektor, der von der primären Strahlungsintensität unabhängig sein kann, gebildet.

Dazu muß der Referenzdetektor 2 Eigenschaften aufweisen:

1. der Ausgangsstrom muß durch die gleichen spektralen Anteile der Strahlungsintensität wie im Meßdetektor erzeugt werden und
2. das Frequenzverhalten muß dem des Meßdetektors entsprechen.

Da bei der Modulation der Anodenspannung der Röntgenröhre nicht nur die Amplitude sondern auch die spektrale Verteilung des Strahlungsspektrums verändert wird, ergibt sich aus Pkt. 1 eine allgemeine Dimensionierungsvorschrift für die Empfindlichkeit $\eta_R \cdot K_{RD}$ des Referenzdetektors. Sie muß im benutzten Energiebereich proportional zu dem Produkt aus dem Abschwächfaktor des Meßobjektes und der Empfindlichkeit $\eta_M \cdot K_D$ des Meßdetektors sein.

$$K_{RD} \cdot \eta_R (E) \stackrel{!}{=} \text{const.} \cdot e^{-\frac{\mu(E)}{\rho_0} \cdot \rho \cdot d} \cdot K_D \cdot \eta_M (E) \quad (4 - 14)$$

Wie aus der Dimensionierungsvorschrift (4 - 14) hervorgeht, hängt die benötigte Empfindlichkeit $K_{RD} \cdot \eta_R$ von der Art, der Dicke und der Dichte des Meßobjektes selbst ab. Dieser Nachteil schränkt die Anwendung dieses Verfahrens auf solche Meßaufgaben, bei denen die Meßgröße $d \cdot \rho$ nur in einem engen Bereich variiert, ein. Ein zweiter Nachteil besteht darin, daß bei Verwendung eines Referenzdetektors, bei dem die energieabhängige Empfindlichkeit über feste geometrische Parameter eingestellt ist, für jedes unterschiedliche Meßproblem eine Neukonstruktion erforderlich ist. Diese läßt sich weitgehend durch den Einsatz einer Referenz-Ionisationskammer mit einstellbarer energieabhängiger Empfindlichkeit vermeiden.

Einem solchen Detektor liegt folgende Überlegung zugrunde:

Die Nachweiswahrscheinlichkeit selbst läßt sich nur durch die Detektormaterialien und deren geometrische Abmessungen beeinflussen und daher nicht elektrisch einstellen. Im Gegensatz dazu ist es aber möglich, den Konversionsfaktor K_{RD} , mit dem der Ionisationsstrom in eine Spannung konvertiert wird, elektrisch zu steuern. Die Referenz-Ionisationskammer wird deshalb als Multidetektoranordnung aufgebaut. In einem gemeinsamen Gasvolumen werden mehrere Ionisationskammern eingebaut, bei denen durch unterschiedliche Vorabsorber und Detektordicken verschiedene Energieabhängigkeiten ihrer Nachweiswahrscheinlichkeiten erzeugt werden. Die einzelnen Ionisationsströme werden mit geeigneten Konversionsfaktoren in Spannungen konvertiert, die dann zu einer Gesamtspannung addiert als Referenz Ausgangssignal U_R zur Verfügung stehen.

Zur Erzeugung unterschiedlicher energieabhängiger Nachweiswahrscheinlichkeiten der einzelnen Ionisationskammern wird die starke Abhängigkeit des Schwächungskoeffizienten μ von der Quantenenergie E ausgenutzt. Wie mit Hilfe geeignet gewählter Vorabsorber und Gasvolumen der Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeit beeinflusst werden kann, geht aus Abb. 20 hervor, in der der Abschwächungsfaktor κ von Cu mit einer Dicke von 0,1 mm, der Absorptionsfaktor von Kr mit einer Absorptionslänge von 4 mm bei einem Gasdruck von 6 bar und die daraus resultierende Nachweiswahrscheinlichkeit η in Abhängigkeit von der Quantenenergie E aufgetragen sind.

Ein Realisierungsbeispiel einer solchen Referenz-Ionisationskammer mit elektrisch einstellbarer energieabhängiger Empfindlichkeit für den Energiebereich von 20-100 keV ist in Abschnitt 6 angegeben.

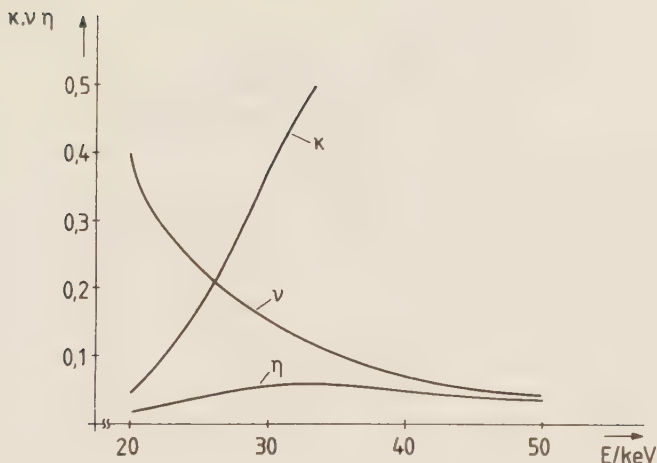


Abb. 20: Abschwächungsfaktor κ von Cu mit einer Dicke von 0,1 mm, Absorptionsfaktor ν von Kr bei einer Länge von 4 mm und einem Gasdruck von 6 bar und die daraus resultierende Nachweiswahrscheinlichkeit η in Abhängigkeit von der Quantenenergie E

Das hier beschriebene Verfahren läßt sich auch bei der Referenz-Ionisationskammer anwenden, die für das Kalibriersystem nach Kap. 4.2.2 benötigt wird. Die Anforderung an die Empfindlichkeit ist ähnlich zu der in (4 - 14), sodaß sich auch für diese Anwendung der Einsatz einer Ionisationskammer mit elektrisch einstellbarer, energieabhängiger Empfindlichkeit empfiehlt.

5. Detektorelektronik

Die in Kap. 4 vorgestellten neuen Detektorsysteme weisen zum einen eine verbesserte Genauigkeit und zum anderen kürzere Einschwingzeiten auf. Will man diese Eigenschaften voll ausnutzen, so ergeben sich an die nachfolgende Detektorelektronik erhöhte Anforderungen. Besondere Schwierigkeiten treten bei den I/U-Konvertern für eine schnelle Ionisationskammer und für die nach 4.2.1 benötigte Si-Photodiode eines Kalibriersystems aufgrund der großen Detektorkapazitäten auf. In Abschnitt 5.1 wird gezeigt, wie durch Anwendung einer aktiven Frequenzgangkompensation die Grenzfrequenz erhöht und das Einschwingverhalten bei diesen I/U-Konvertern verbessert werden kann.

Für Szintillationsdetektoren mit Szintillatormaterialien, die Nachleuchten aufweisen, wird in Abschnitt 5.2 eine Kompensationsschaltung von der physikalischen Beschreibung dieses Effektes abgeleitet, die den Anteil, der durch Nachleuchten im Ausgangssignal hervorgerufen wird, unterdrückt.

In 5.3 wird eine Optimierung für die äußere Beschaltung eines Photovervielfachers angegeben, die die mechanische Empfindlichkeit des Szintillationsdetektors herabsetzt.

5.1 Schneller I/U-Konverter mit aktiver Frequenzgangkompensation für Detektoren mit großer Kapazität

Wie in Abschn. 4.1 gezeigt wurde, kann die Einschwingzeit der Sprungantwort durch konstruktive Maßnahmen bei Ionisationskammern wesentlich verkleinert werden. Dabei erhöht sich aber gleichzeitig die Detektorkapazität C_D . Das Signalersatzschaltbild für einen Detektor mit angeschlossenem I/U-Konverter zeigt Abb. 21. Die Detektorkapazität bildet zusammen mit dem Gegenkopplungswiderstand R_K im Gegenkopplungskreis einen Tiefpaß, wodurch das Einschwingverhalten des I/U-Konverters verschlechtert und bei nicht ausreichend hoher Ringverstärkung die Bandbreite unzulässig erniedrigt wird.

Der Ausgangsstrom einer Ionisationskammer liegt im allgemeinen im Bereich von 10^{-11} A ... 10^{-6} A und damit der benötigte Konversionswiderstand bei 10^6 ... 10^{11} Ω . Durch einen nachgeschalteten aktiven I/U-Konverter kann durch den "Kurzschlußbetrieb" des Detektors die Bandbreite erhöht und die Linearität des Detektorstroms verbessert werden. Dies gilt auch für andere Detektoren, wobei vor allem bei Halbleiterdetektoren, die mit kleinen Sperrspannungen arbeiten, der vom Detektorstrom unabhängige Arbeitspunkt für die Linearität von großer Bedeutung ist.

Die wichtigste Anforderung an den Operationsverstärker (OP) ist dabei:

$$|I_B| \ll |I_I|$$

mit: I_B = Biastrom des OP

I_I = Ionisationsstrom der Ionisationskammer

Solche Operationsverstärker mit Biaströmen bis zu wenigen fA sind im Handel erhältlich. Der Frequenz-

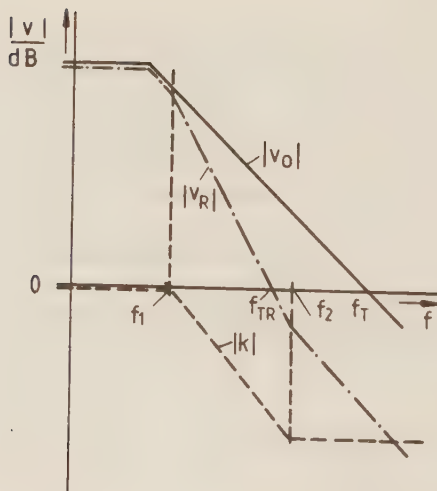
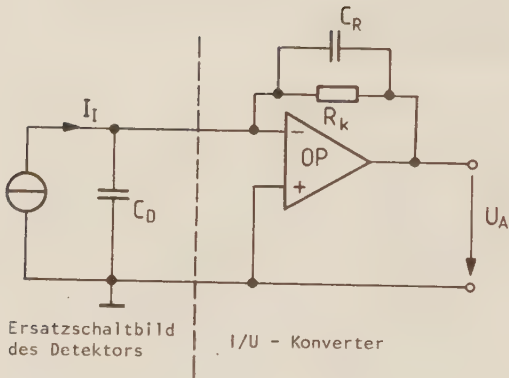


Abb. 21: Signalersatzschaltbild eines I/U-Konverters mit angeschlossenem Detektor, zugehöriges Bodediagramm (Betragsdarstellung)

gang ihrer Leerlaufverstärkung ist bei hochwertigen Typen intern so eingestellt, daß er bis zur Transitfrequenz f_T das Verhalten eines einpoligen Tiefpasses zeigt. Schließt man an einen I/U-Konverter, der mit einem solchen OP aufgebaut ist, einen Detektor mit großer Kapazität C_D an (s. Abb. 21), so ergibt sich für den Rückkoppelfaktor k das störende Frequenzverhalten eines Lag-Gliedes mit den beiden Grenzfrequenzen

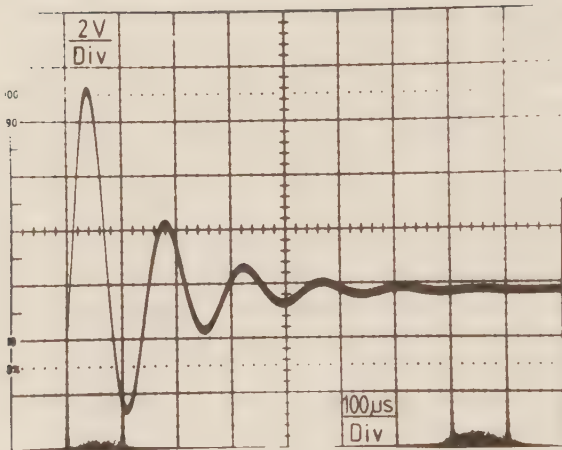
$$f_1 = \frac{1}{2\pi R_K(C_D + C_R)} \quad \text{und} \quad f_2 = \frac{1}{2\pi R_K C_R} ,$$

wobei C_R die unvermeidliche Parasitärkapazität des Konversionswiderstandes R_K ist. Je nach Lage der Frequenzen f_1 und f_2 im Vergleich zur Transitfrequenz f_T der Leerlaufverstärkung des Operationsverstärkers kommt es im günstigen Fall nur zu einer Verschlechterung des Einschwingverhaltens und im ungünstigen zur Instabilität. In Abb. 21 ist neben dem Signalersatzschaltbild einer solchen Anordnung das zugehörige Bodediagramm der Leerlaufverstärkung v_o des Operationsverstärkers, des Rückkoppelfaktors k und der Ringverstärkung v_R angegeben.

Die Impulsantwort eines solchen Systems mit einer typischen Dimensionierung, wie sie bei einer schnellen Ionisationskammer als Detektor auftritt, ist in Abb. 22 dargestellt. Dabei ergeben sich für

$$f_1 \approx 30 \text{ Hz}, \quad f_2 \approx 30 \text{ kHz} \quad \text{und} \quad f_{TR} \approx 5 \text{ kHz}.$$

Wie aus der Abb. 22 hervorgeht, ist das Einschwingverhalten des I/U-Konverters sehr schlecht, was sich aus dem Frequenzgang der Ringverstärkung v_R ergibt, der bei der Durchtrittsfrequenz f_{TR} einen Slope von - 40 dB/Dek aufweist. Zur Vergrößerung der Phasenreserve und damit zur Verbesserung des Einschwingverhaltens wird normalerweise der Rückkoppelfaktor k verändert, indem dem Konversionswiderstand R_K eine



Dimensionierung: $R_K = 50 \text{ M}\Omega$; $C_R \approx 0,1 \text{ pF}$
 $C_D = 100 \text{ pF}$; OP: AD 545

Abb. 22: Impulsantwort eines I/U-Konverters bei gro-
 ßer Detektorkapazität

zusätzliche Kapazität C_K parallelgeschaltet wird. Dadurch wird aber gleichzeitig die Betriebsgrenzfrequenz des I/U-Konverters wesentlich verkleinert. Bei ausreichend hoher Ringverstärkung ergibt sie sich als:

$$f_B \approx \frac{1}{2 \pi R_K C_K}$$

Auch durch Einfügen des Kondensators C_K läßt sich ein -40 dB/Dek-Slope im Frequenzgang der Ringverstärkung v_R nicht vermeiden, wodurch in der Sprungantwort ein

sogenannter "long tail" auftritt /11/, der die Einschwingzeit t_s wesentlich verlängert.

Will man die maximale Grenzfrequenz erreichen, die durch den Konversionswiderstand R_K und seiner parasitären Kapazität C_R bestimmt wird, so läßt sich das folgende Verfahren anwenden, das im Rahmen der Arbeit entwickelt wurde. Dabei wird der Frequenzgang der Ringverstärkung v_R nicht durch den Koppelfaktor k sondern durch die Leerlaufverstärkung v_o mit dem Ziel verändert, im Frequenzbereich $f < f_{TR}$ (f_{TR} = Durchtrittsfrequenz von v_R) das Verhalten eines einpoligen Tiefpasses zu erzeugen.

Da der Leerlauffrequenzgang des Operationsverstärkers selbst nicht verändert werden kann (normalerweise sind solche Typen mit sehr kleinem I_B intern kompensiert), wird ein zweiter Verstärker mit einer Betriebsverstärkung v_{B2} nachgeschaltet, die die folgende Bedingung erfüllen muß:

$$v_{B2} \stackrel{!}{=} \frac{1}{k}$$

Diese Beziehung muß im Frequenzbereich bis zur Durchtrittsfrequenz f_{TR} der Ringverstärkung erfüllt sein. Das Schaltbild des so aufgebauten I/U-Konverters mit dem zugehörigen Bodediagramm zeigt Abb. 23.

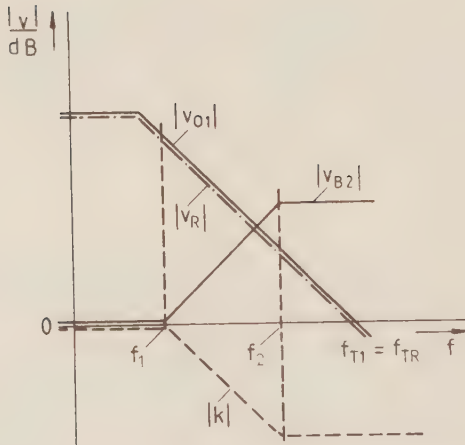
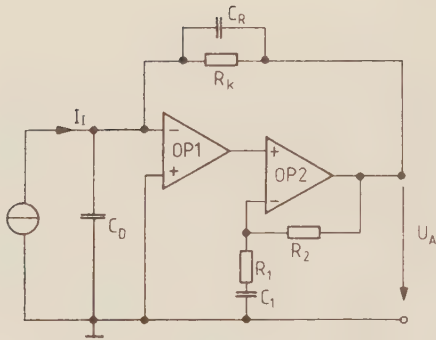
Die Durchtrittsfrequenz f_{TR} der Ringverstärkung ist nicht frei wählbar und ergibt sich als:

$$f_{TR} \approx f_{T1}$$

mit: f_{T1} = Transitfrequenz von OP 1

Wie aus dem Bodediagramm hervorgeht, werden dadurch an den 2. Verstärker hohe Anforderungen in Bezug auf das Verstärkungsbandbreiteprodukt gestellt (in dem Dimensionierungsbeispiel nach Abb. 22 muß

$f_{T2} \gg 1 \text{ GHz}$ sein).



$$f_1 = \frac{1}{2 \pi R_K (C_D + C_R)} ; f_2 = \frac{1}{2 \pi R_K C_R}$$

Dimensionierung:

$$\frac{R_2}{R_1} = \frac{C_D}{C_R} ; R_1 \cdot C_1 = R_K C_R$$

$$\text{Anforderung an } f_{T2}: f_{T2} \gg f_{TR} \cdot \left(\frac{C_D}{C_R} + 1 \right)$$

mit f_{T2} = Verstärkungsbandbreiteprodukt von OP 2

Abb. 23: I/U-Konverter mit aktiver Frequenzgang-kompensation, zugehöriges Bodediagramm (Betragsdarstellung)

In den meisten Anwendungsfällen reicht es aber aus, wenn die Durchtrittsfrequenz f_{TR} nur geringfügig größer ist als die maximal erreichbare Betriebsgrenzfrequenz $f_{B,max}$. Damit gilt immer noch:

$$f_{B,max} \approx f_2 = \frac{1}{2\pi R_K C_R}$$

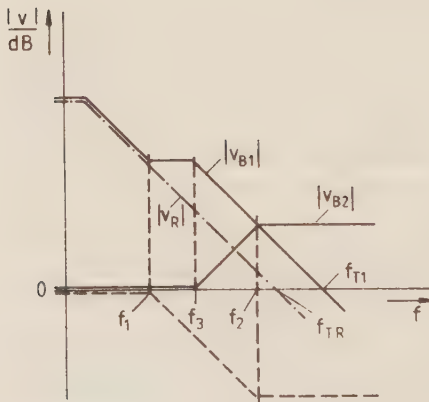
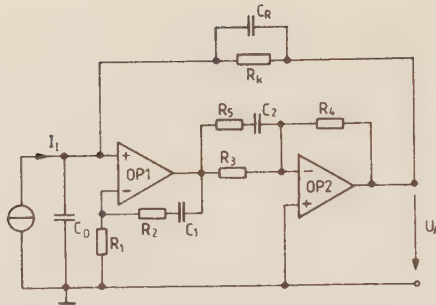
Um die Größe der Durchtrittsfrequenz f_{TR} der Ringverstärkung in weiten Grenzen frei wählen zu können, muß im Gegensatz zu Abb. 23 eine andere Schaltungsstruktur angewendet werden, die in Abb. 24 angegeben ist. Mit ihr lassen sich sowohl der Frequenzgang des 1. als auch des 2. Verstärkers durch äußere Beschaltung beeinflussen. Dies wird möglich, da mit OP 1 ein nichtinvertierender Verstärker und mit OP 2 ein invertierender Verstärker aufgebaut wird. Der notwendige hochohmige Eingang der Gesamtschaltung bleibt dabei erhalten.

Durch diese Schaltungskonfiguration wird die Anforderung an das Verstärkungsbandbreiteprodukt f_{T2} des 2. OP durch 2 Effekte drastisch verringert:

1. die Durchtrittsfrequenz f_{TR} kann jetzt niedriger gewählt werden als in der Schaltung nach Abb. 23 und
2. hat der 1. OP bei $f = f_{TR}$ eine Verstärkungsreserve von f_{T1}/f_{TR} , die ausgenutzt wird.

Das Verstärkungsbandbreiteprodukt f_{T2} kann damit gegenüber dem Wert aus der Abb. 23 um den Faktor $(f_{T1}/f_{TR})^2$ verkleinert werden.

Die Schaltung mit dem zugehörigen Bodediagramm für die Einzelverstärkungen zeigt Abb. 24, die Impulsantwort eines solchen Systems mit der Dimensionierung aus Abb. 22 zeigt Abb. 25.



Dimensionierung ($f_{TR} > f_2$):

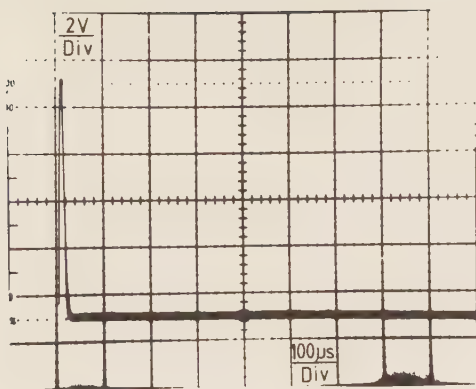
$$f_1 = \frac{1}{2\pi R_k (C_D + C_R)} ; \quad f_2 = \frac{1}{2\pi R_k C_R} ; \quad f_3 = f_1 \cdot \frac{f_{T1}}{f_{TR}}$$

$$\frac{R_2}{R_1} = \frac{f_{TR}}{f_1} - 1 ; \quad R_2 C_1 = R_k (C_D + C_k)$$

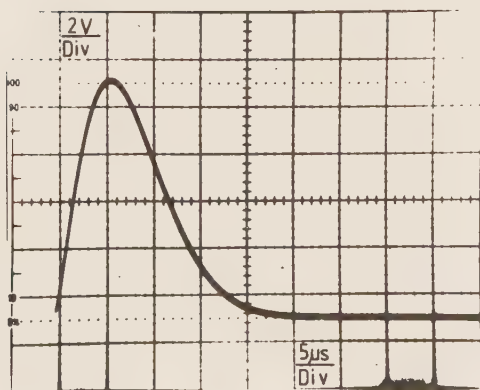
$$R_3 = R_4 ; \quad R_3 C_2 = \frac{1}{2\pi f_3} ; \quad (R_5/R_3) \cdot C_2 = \frac{1}{2\pi f_2}$$

$$\text{Anforderung an } f_{T2}: \quad f_{T2} \gg f_{TR} \cdot \frac{f_{TR}}{f_{T1}} \cdot \frac{C_D \cdot C_R}{C_R}$$

Abb. 24: I/U-Konverter mit aktiver Frequenzgang-kompensation und verminderter Anforderung an das Verstärkungsbandbreiteprodukt f_{T2} von OP 2; zugehöriges Bodediagramm (Betragsdarstellung)



a)



b)

Dimensionierung:

$R_K = 50 \text{ M}\Omega$; $C_D = 100 \text{ pF}$; $C_R \approx 0,1 \text{ pF}$

OP 1 = AD 545; OP 2 = LF 357

Abb. 25: Impulsantwort des aktiv kompensierten I/U-Konverters.

a) Zeitmaßstab zum Vergleich wie in Abb. 22

b) mit gedehntem Zeitmaßstab

Aus der Impulsantwort eines solchen I/U-Konverters ist ersichtlich, daß sich durch eine aktive Frequenzgangkompensation sowohl das Einschwingverhalten als auch die Bandbreite erheblich verbessern lassen.

Die aktive Frequenzgangkompensation läßt sich nicht nur bei I/U-Konvertern, sondern allgemein bei vielen Verstärkern anwenden, bei denen der Frequenzgang des Koppelfaktors k das Verhalten der Ringverstärkung störend beeinflusst.

5.2 Kompensationsschaltung zur Unterdrückung der Auswirkungen des Nachleuchtens auf die zeitliche Auflösung

Vor allem bei anorganischen Szintillationsmaterialien, die einen großen Schwächungskoeffizienten μ bei großen Quantenenergien aufweisen, tritt ein starkes Nachleuchten auf (s. Abb. 10 a + b). Die Zeitfunktion der Lichtintensität des Nachleuchtens kann bei einer sprungförmigen Änderung der Strahlungsintensität als Überlagerung mehrerer e-Funktionen dargestellt werden. (s. Kap. 3.3.3)

$$\frac{i_A(t)}{I_{A,0}} = (1 - e^{-\frac{t}{\tau_0}}) + \sum_i a_i (1 - e^{-\frac{t}{\tau_{Ni}}}) ;$$

(3 - 9)

Das Blockschaltbild der gewählten Kompensationsschaltung ist in Abb. 26 angegeben.

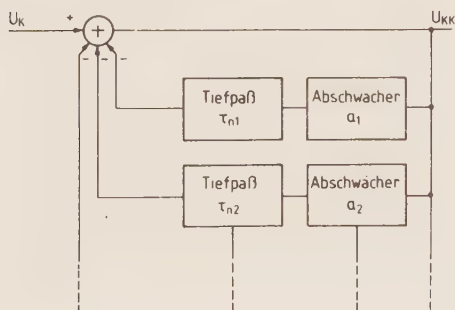


Abb. 26: Blockschaltbild der Kompensationsschaltung zur Unterdrückung der Auswirkungen des Nachleuchtens

Entsprechend der in Gleichung (3-9) angegebenen Beziehung wird aus der korrigierten Ausgangsspannung $U_{KK} \sim I_{A,0}$ mit Hilfe des Abschwächers mit dem Übertragungsfaktor a_1 und dem nachgeschalteten Tiefpaß mit der Zeitkonstante τ_{n1} der Spannungsanteil, der durch das Nachleuchten hervorgerufen wird, das mit τ_{n1} abklingt, künstlich erzeugt und von der unkorrigierten Ausgangsspannung abgezogen. Entsprechende Netzwerke müssen für die anderen Anteile des Nachleuchtens vorhanden sein.

Aus dem zeitlichen Verlauf der Sprungantwort können die Faktoren a_i und die Zeitkonstanten τ_{ni} numerisch oder, wenn sie weit genug auseinanderliegen, auch leicht meßtechnisch bestimmt werden.

Erst durch die Entwicklung dieser Kompensationschaltung wurde der Einsatz von Standardszintillatormaterialien (z.B. Na J) in integralmessenden, hochgenauen Detektorsystemen mit kurzer Meßzeit ermöglicht.

5.3 Herabsetzung der mechanischen Empfindlichkeit eines Szintillationsdetektors durch Optimierung des Arbeitspunktes eines Photovervielfachers

Zur Umsetzung des Szintillationslichtes in einen elektrischen Strom sind wegen der geringen Lichtintensität nur Vacuum-Photodioden und Photovervielfacher (PMT) geeignet, da sie das größte Verhältnis aus Photostrom und Dunkelstrom aufweisen. Bei der geringen Lichtintensität ist es von Vorteil, daß der Photokathodenstrom des Photovervielfachers, im Gegensatz zu dem der Vacuum-Photodiode, um den Verstärkungsfaktor v_e eines eingebauten Elektronenvervielfachers vergrößert als Anodenstrom zur Verfügung steht. Die Anforderungen an den nachgeschalteten I/U-Konverter in Bezug auf den Konversionsfaktor und den Eingangsfehlerstrom sind dadurch um mehrere Größenordnungen geringer. Nachteilig auf die mechanische Empfindlichkeit wirkt sich bei dem Einsatz von Photovervielfachern die notwendige hohe Betriebsspannung aus, da bei mechanischer Belastung des Detektors Verschiebungsströme durch Kapazitätsänderungen zwischen den einzelnen Elektroden induziert werden, die zu dieser Betriebsspannung proportional sind. (Wirkung eines Kondensatormikrofons) Die Größe des Verschiebungsstroms I_m einer Kapazität C bei einer konstanten Spannung U_c ergibt sich als:

$$i_m(t) = U_c \cdot \frac{dC}{dt} \quad (5 - 1)$$

Während Vacuum-Photodioden bereits mit Versorgungsspannungen von einigen Volt betrieben werden können, liegen sie bei Photovervielfachern im Bereich von 1 ... 2 kV.

Im Rahmen der Arbeit durchgeführte Untersuchungen an Photovervielfachern haben ergeben, daß die mechanische Empfindlichkeit durch 2 Effekte verursacht wird.

1. Der Verschiebungsstrom in der Anodenleitung bei Kapazitätsänderungen zwischen der Anode und dem Dynodensystem geht direkt als Fehlerstrom ins Ausgangssignal ein.
2. Die Verschiebungsströme zwischen den einzelnen Dynoden haben keinen direkten Einfluß auf den Signalstrom, der als freier Elektronenstrom durch den Vervielfacher fliegt.

Wird der Photovervielfacher zur Erzeugung der Beschleunigungsspannungen zwischen den einzelnen Dynoden mit einem Widerstandsnetzwerk beschaltet (s. Abb. 27), so haben die Verschiebungsströme zwischen den Dynoden einen indirekten Einfluß auf den Signalstrom, indem die Beschleunigungsspannungen und damit die Stufenverstärkungen moduliert werden.

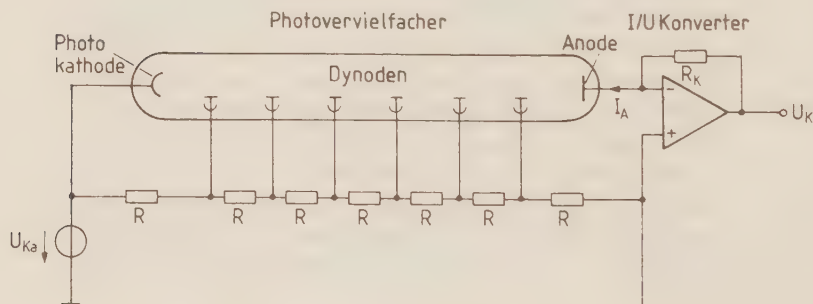


Abb. 27: Einstellung des Arbeitspunktes eines Photovervielfachers mit Hilfe eines Widerstandsnetzwerkes.

Die Auswirkungen dieser beiden Effekte können durch eine Optimierung des Arbeitspunktes und der äußeren Beschaltung des Photovervielfachers drastisch gesenkt werden.

Wie sich aus der Definition für die mechanische Empfindlichkeit K_m ergibt (s. Kap. 3.1, Gl. 3 - 2),

$$K_m \sim \frac{\hat{I}_{st,m}}{I_{a,max}}$$

kann sie sowohl durch Verkleinerung des Störstroms $I_{st,m}$, der durch mechanische Beschleunigung verursacht wird, als auch durch Vergrößerung des maximalen Anodenstroms $I_{a,max}$ verringert werden.

zu 1. Der Verschiebungsstrom, der bei Kapazitätsänderung bei konstanter Spannung auftritt, ist nach Gl. (5 - 1) proportional zur angelegten Spannung. Da zwischen der letzten Dynode und der Anode eines Elektronenvervielfachers keine Elektronenvervielfachung mehr auftritt, kann die Spannung $U_{A,Dn}$ zwischen diesen beiden Elektroden soweit gesenkt werden, bis der Anodenstrom zu dieser Spannung proportional wird. In Abb. 28 ist die typische Ausgangskennlinie eines Elektronenvervielfachers dargestellt. Der optimale Wert von $U_{A,Dn}$ für eine minimale mechanische Empfindlichkeit K_m liegt im Übergang zwischen Proportional- und Sättigungsbereich.

zu 2. Um den Einfluß der Verschiebungsströme zwischen den Dynoden auf die Beschleunigungsspannungen der einzelnen Stufen klein zu halten, muß die Spannungsteilerkette niederohmig aufgebaut werden. Dies führt bei vielen Anwendungen durch die große Verlustleistung zu einer Temperaturerhöhung, die die Meßgenauigkeit wegen des großen Temperaturkoeffizienten der Photoempfindlichkeit des Photovervielfachers stark vermindert.

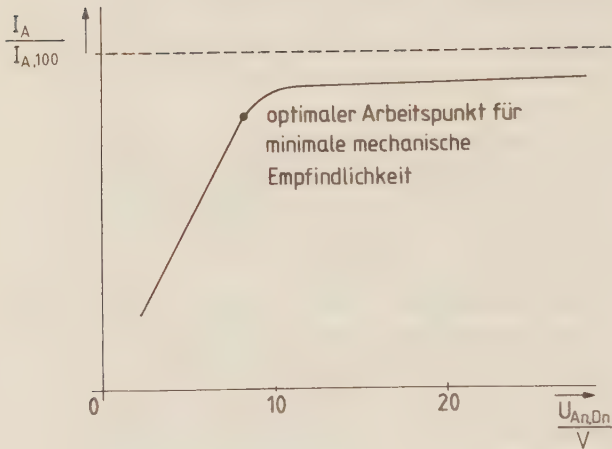


Abb. 28: Typische Ausgangskennlinie eines Elektronenvervielfachers

Um bei kleinem Querstrom durch den Spannungsteiler niedrige Ausgangsimpedanzen zu erreichen, werden die einzelnen Dynoden über Emitterfolger angeschlossen. Das Prinzip einer solchen Beschaltung eines Photovervielfachers zeigt Abb. 29.

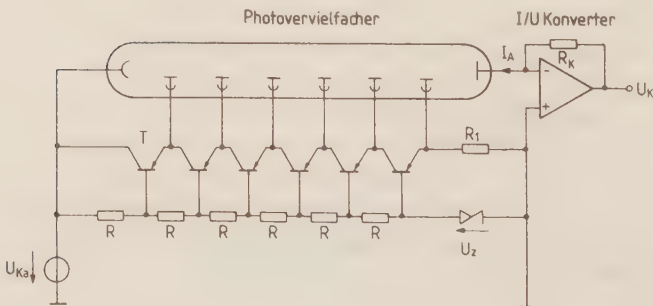


Abb. 29: Beschaltung eines Photovervielfachers mit einem aktiven Spannungsteiler

Gleichzeitig wird die Linearität bei großen Anodenströmen mit dem aktiven Spannungsteiler erhöht, da der Innenwiderstand der einzelnen Beschleunigungsspannungen gegenüber dem passiven Teiler etwa um den Stromverstärkungsfaktor der Transistoren verkleinert wird.

6. Dimensionierung, Aufbau und Eigenschaften
eines Dichtemeßsystems mit schnellen Ioni-
sationskammern

Im Kap. 6 wird ein Dichtemeßsystem vorgestellt, bei dem die Detektorsysteme nach Kap. 4 mit schnellen Ionisationskammern mit den I/U-Konvertern nach Abschn. 5.1 eingesetzt werden. Mit diesem Meßsystem soll der Dampfgehalt (Void-Faktor) eines Wasser-Dampf-Gemisches (der Dampfgehalt ist der relative Volumenanteil des Wasserdampfes am Gesamtgemisch) in einer Rohrleitung bestimmt werden. Die wichtigste Anforderung an dieses System besteht darin, den Void-Faktor und damit die Dichte des Gemisches mit einem Fehler kleiner als 1% innerhalb einer Zeit von maximal 10 ms zu bestimmen.

Als Strahlungsquelle dient eine Röntgenröhre der Fa. Siemens vom Typ AGW 30 E, die bei einer Anodenspannung von 60 kV und einem Strom von 10 mA betrieben wird. (Das Strahlungsspektrum dieser Röhre in dem angegebenen Arbeitspunkt ist in Abb. 5 dargestellt.) Das zur Versorgung notwendige Hochspannungsnetzteil hielt sowohl den Mittelwert der Anodenspannung als auch den des Stromes bis auf Abweichungen kleiner 10^{-3} konstant. Messungen ergaben, daß der Anodenspannung zusätzlich eine Brummspannung mit einer Frequenz von ca. 100 Hz überlagert ist, die die Strahlungsintensität um ca. 2% moduliert. Um die geforderte Meßgenauigkeit von 1% zu erreichen, wird das Meßverfahren nach Abb. 19 in Kap. 4.3 angewandt, bei dem zusätzlich mit einer Referenz-Ionisationskammer die primäre Strahlungsintensität gemessen wird.

Das Wasser-Dampf-Gemisch durchströmt ein Rohr mit

einem Innendurchmesser von ca. 16 mm, in das 2 Strahlungsfenster aus Al von je 7 mm Dicke eingebaut sind. Durch 2 Kollimatoren wird der Durchmesser des Röntgenstrahls, der zur Messung ausgenutzt wird, auf 6 mm begrenzt. Das Strahlungsspektrum, das sich dann hinter dem Meßobjekt bei leerem ($\rho \approx 0$) und mit Wasser gefülltem Rohr ($\rho \approx 1$) ergibt, zeigt Abb. 30.

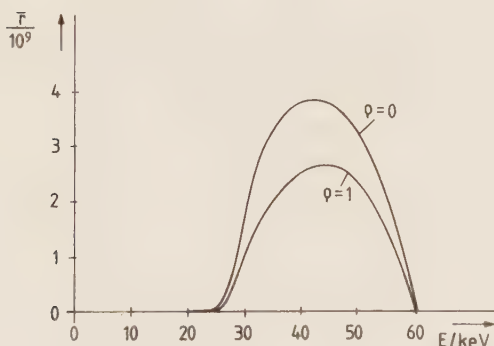


Abb. 30: Strahlungsspektrum hinter dem Meßobjekt bei leerem ($\rho \approx 0$) und mit Wasser gefülltem Rohr ($\rho \approx 1$).

Wie aus der Abb. 30 im Vergleich zu Abb. 5 hervorgeht, wird durch den Meßaufbau eine starke Verhärtung des Strahlungsspektrums hervorgerufen, sodaß im wesentlichen hinter dem Meßaufbau nur noch Strahlungsquanten im Energiebereich von 30 - 60 keV zur Intensität beitragen. Das Verhältnis aus maximaler Strahlungsintensität bei leerem Rohr und minimaler Intensität bei mit Wasser gefülltem Rohr beträgt etwa 1,5. Durch den exponentiellen Zusammenhang zwischen der Dichte und der Strahlungsintensität ist der relative Fehler bei der Bestimmung der Dichte immer größer als der, der

sich bei der Messung der Strahlungsintensität ergibt.

Der statistische Fehler ist in dieser Meßanlage ausreichend klein, da bei dem eingestellten Arbeitspunkt der Röntgenröhre hinter dem Meßaufbau im Strahlquerschnitt noch eine Quantenrate $\bar{R} \cong 10^9 \text{ s}^{-1}$ auftritt. Er liegt daher bei einer Meßzeit von 1 ms in der Größe von 10^{-3} .

Wie aus den Kap. 3 und 4 hervorgeht, eignet sich für den angegebenen Energiebereich von 30 - 60 keV eine schnelle Ionisationskammer, die im folgenden Abschnitt beschrieben wird, besonders gut.

6.1 Dimensionierung und Aufbau einer schnellen Meßionisationskammer

Die schnelle Ionisationskammer wird nach dem Konstruktionsprinzip, das in Abschn. 4.1 beschrieben ist, aufgebaut. Dazu müssen folgende Größen dimensioniert und die Kammer-Materialien ausgesucht werden:

1. Gassorte
2. Fenster- und Elektrodenmaterial
3. Plattenabstand und Gasdruck
4. Anzahl der Gasvolumina

zu 1. Auswahl der Gassorte

Von der Gassorte hängt sowohl die Nachweiswahrscheinlichkeit $\eta_{M\text{ ges}}$ als auch die Ionenlaufzeit $t_{I, \max}$ ab. Die Zusammenhänge sind mit den Gleichungen (4 - 2) und (4 - 5) angegeben. Ein Gütekriterium für die Gassorte ist das Produkt aus dem Schwächungskoeffizienten μ und der Beweglichkeit b . Es ist ein Maß dafür, um wieviel die Zeitauflösung bei fester Amplitudenauflösung bei Einsatz eines anderen Füllgases verändert werden kann. In der folgenden Tabelle ist die Größe dieses Produktes für die technisch wichtigen Edelgase angegeben, wobei die Werte auf die von He normiert sind. Da die Schwächungskoeffizienten μ der einzelnen Gase unterschiedlich von der Quantenenergie E abhängen (besonders stark an den K-Kanten), gilt der angegebene Vergleich nur für eine feste Energie E_0 .

Edelgas	He	Ne	Ar	Kr	Xe
$\frac{\mu \cdot b}{(\mu \cdot b)_{\text{He}}}$	1	2,4	4,6	37	94
E_K (keV)	0,025	0,87	3,2	14,3	34,6

Tabelle 3: Gütekriterium $\mu \cdot b$ der technisch wichtigen Edelgase (normiert auf den Wert von He) bei einer Quantenenergie von $E_0 = 50$ keV.

Aus dieser Tabelle ergibt sich, daß bei der Energie $E_0 = 50$ keV das Edelgas Xe die besten Eigenschaften aufweist.

Da bei der hohen Strahlungsintensität, die die Röntgenröhre erzeugt, die Nachweiswahrscheinlichkeit nicht extrem hoch sein muß, wurde aus Kostengründen Kr als Füllgas gewählt. (Preisunterschied zu Xe etwa der Faktor 10)

zu 2. Auswahl von Fenster- und Elektrodenmaterial

Als Fenster- und Elektrodenmaterialien, die die Nachweiswahrscheinlichkeit η_M ges beeinflussen, kommen nur Stoffe mit kleinem Schwächungskoeffizienten μ in Betracht, was im niederenergetischen Bereich gleichbedeutend mit niedriger Ordnungszahl Z ist.

Bei den Metallen werden deshalb im wesentlichen Be oder Al eingesetzt. Die Abschwächungsfaktoren für Materialien mit einer Dicke von 0,5 mm sind in Abhängigkeit von der Quantenenergie E in Abb. 31 angegeben.

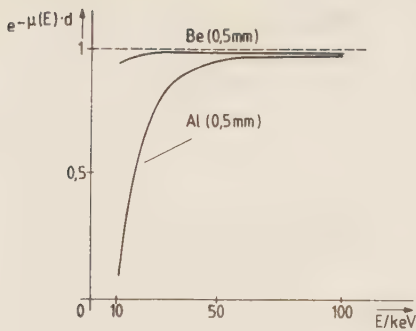


Abb. 31: Abschwächungsfaktoren von Be und Al bei einer Materialstärke von 0,5 mm in Abhängigkeit von der Quantenenergie E

Wie aus der Abb. hervorgeht, wird bei gleicher Materialstärke die Strahlungsintensität von Be weit weniger geschwächt als durch Al. Aus Kostengründen wird bei der Konstruktion dieser Kammer versucht, Al einzusetzen. Die entscheidende Beziehung zur Erreichung einer hohen Nachweiswahrscheinlichkeit $\eta_{M \text{ ges}}$ ist in Abschn. 4.1 Gl. (4 - 4) angegeben. Es muß gelten:

$$1 - e^{-\mu_p d_p} < 1 - e^{-\frac{\mu_D}{\rho_0} \cdot \rho \cdot d_D^*} \quad (4 - 4)$$

Diese Beziehung kann durch entsprechende Wahl des Plattenabstandes d_D und des Gasdrucks $\sim \rho/\rho_0$ erfüllt werden. Deshalb wird in dieser Ionisationskammer Al als Fenster- und Elektrodenmaterial mit einer maximalen Dicke von 0,5 mm verwendet.

zu 3. Dimensionierung des Plattenabstandes und des Gasdrucks

Die unter 2. angegebene Beziehung (4 - 4) läßt sich für Exponenten, die klein gegenüber 1 sind, schreiben als:

$$\mu_p d_p \ll \frac{\mu_D}{\rho_0} \cdot \rho \cdot d_D^* \quad (6 - 1)$$

Bei der Verwendung von Kr als Füllgas und Al als Fenster- und Elektrodenplattenmaterial mit einer Stärke von 0,5 mm ergibt sich daraus bei einer Quantenenergie von 50 keV die Dimensionierungsvorschrift:

$$d_D^* \cdot \frac{\rho}{\rho_0} \gg 2,9 \text{ cm}$$

In Abschnitt 4.1 ist die Formel für $\eta_{M, \text{ges}}$ Gl. (4 - 2) angegeben. Unter den o.g. Bedingungen ergibt sich für $l \rightarrow \infty$ (l = Anzahl der Segmente) der Grenzwert:

$$\eta_{M, \text{ges}} (l \rightarrow \infty) \approx e^{-\mu_F d_F} \frac{d_D^* \cdot \frac{\rho}{\rho_0}}{d_D^* \cdot \frac{\rho}{\rho_0} + \frac{\mu_p d_p}{\mu_D}} \quad (6 - 2)$$

Da die Anforderung an die Nachweiswahrscheinlichkeit nicht extrem hoch ist, wird hierfür

$$d_D^* \cdot \frac{\rho}{\rho_0} = 6 \text{ cm} \quad (6 - 3)$$

gewählt, wodurch ein Wert für $\eta_{M, \text{ges}}$ von über 50% erreichbar ist.

Die maximale Ionenlaufzeit $t_{I,max}$ ergibt sich nach Gl. (4 - 5) aus Kap. 4.1 als:

$$t_{I,max} = \frac{d_D^{*2}}{b \cdot U_{HV}} \quad (4 - 5)$$

mit:

$$b = \frac{q}{d_A \cdot c' \cdot \sqrt{m} \cdot \pi \cdot \sqrt{24 k_B \cdot T}} \quad (3 - 5)$$

Die Teilchendichte c' kann dabei durch die Normdichte $c'_0 = 6 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ (Avogadro-Konstante) und dem Dichteverhältnis $\frac{\rho}{\rho_0}$ ausgedrückt werden.

$$c' = c'_0 \cdot \frac{\rho}{\rho_0} \quad (6 - 4)$$

Für $t_{I,max}$ ergibt sich dann:

$$t_{I,max} = \frac{d_D^{*2} \cdot \rho \cdot c'_0 \cdot d_A^2 \cdot \sqrt{m} \cdot \pi \sqrt{24 k_B T}}{\rho_0 \cdot q \cdot U_{HV}} \quad (6 - 5)$$

Bei den vorgegebenen Werten für $d_D^* \cdot \frac{\rho}{\rho_0}$

(6 - 3), die Beschleunigungsspannung U_{HV} und die Ionenlaufzeit $t_{I,max}$ kann der Maximalwert für den Plattenabstand d_D^* daraus berechnet werden.

$$d_D^* = \frac{1}{d_D^* \cdot \frac{\rho}{\rho_0}} \cdot \frac{t_{I,max} \cdot q \cdot U_{HV}}{c'_0 \cdot d_A^2 \cdot \sqrt{m} \cdot \pi \sqrt{24 k_B T}} \quad (6 - 6)$$

$$d_D^* \approx 1,7 \text{ cm bei}$$

$$U_{HV} = 2 \text{ kV}$$

$$d_D^* \frac{\rho}{\rho_0} = 6 \text{ cm}$$

$$t_{I,max} = 5 \text{ ms}$$

Da in der Ionisationskammer mehrere Einzelelemente hintereinander angeordnet werden müssen, ergibt sich bei einer Länge von ca. 2 cm für das Einzelelement eine große Gesamtlänge. Deshalb wurde der Maximalwert für d_D^* unterschritten und eine Länge von 1 cm gewählt. Da das Produkt $d_D^* \cdot \frac{\rho}{\rho_0}$

bei vorgegebener Nachweiswahrscheinlichkeit konstant bleiben muß, wird zur Erfüllung der Gl. (6 - 3) das Dichteverhältnis auf 6 erhöht. Zusätzlich ergibt sich dabei der Vorteil, daß sich die Ionenlaufzeit $t_{I,max}$ auf Werte von ca. 3 ms verkleinert.

zu 4. Bestimmung der notwendigen Anzahl l der Gasvolumina

Nachdem die Größen der Punkte 1 - 3 festgelegt sind, hängt die notwendige Anzahl der Gasvolumina nur noch von der Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit $\eta_{M,ges}$ ab, die die Ionisationskammer bei einer entsprechenden Quantenenergie erreichen soll. Bei der vorgegebenen Dimensionierung und der Forderung nach $\eta_{ges} > 50\%$ ergibt sich für die Anzahl l der Gasvolumina nach Gl. (4 - 2):

$$l \geq 15$$

Da bereits geringe Verunreinigungen von Schwermetallen im Fenster- und Plattenma-

terial die Absorption erhöhen, wurden bei der Realisierung der schnellen Ionisationskammer 17 aktive Gasvolumen hintereinander angeordnet.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit $\eta_{M,ges}$ in Abhängigkeit von der Quantenenergie E der realisierten schnellen Ionisationskammer ist in Abb. 32 angegeben.

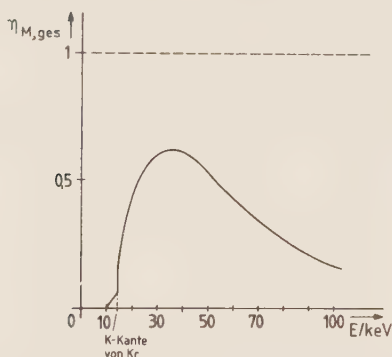


Abb. 32: Nachweiswahrscheinlichkeit $\eta_{M,ges}$ der schnellen Ionisationskammer in Abhängigkeit von der Quantenenergie E

In Abb. 33 ist ein Längsschnitt durch die Ionisationskammer dargestellt. Man erkennt den inneren Elektrodenaufbau, bei dem Signal- und Hochspannungsplatten abwechseln. Im Gegensatz zu gebräuchlichen Ionisationskammern, die das Druckgehäuse als eine Elektrode benutzen, die normalerweise auf Hochspannungspotential liegt, hat diese Kammer

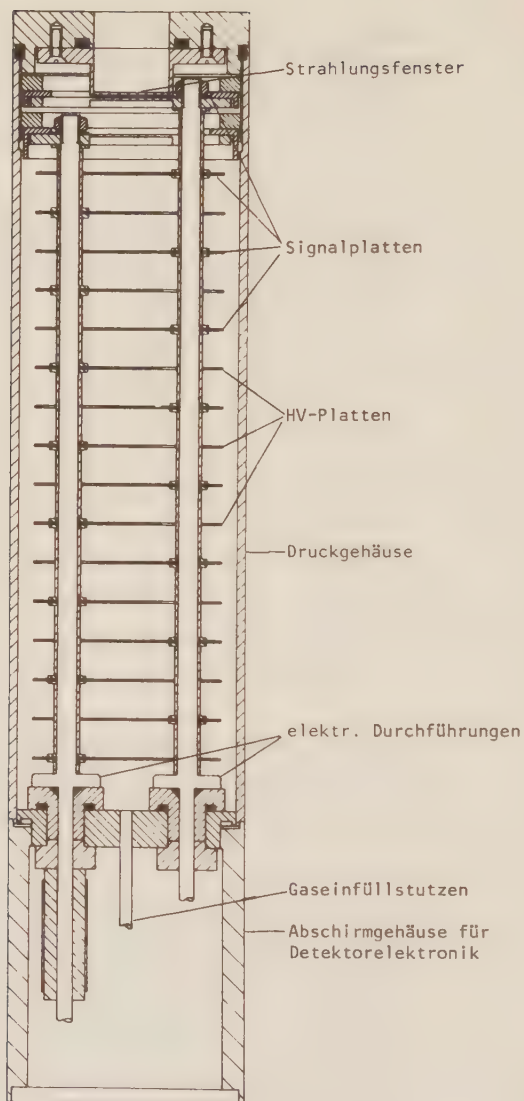


Abb. 33: Längsschnitt durch die schnelle Ionisationskammer

den zusätzlichen Vorteil, daß das Gehäuse mit Massepotential verbunden wird. Dadurch ergibt sich für die elektrischen Durchführungen gleichzeitig eine Schutzringkonstruktion. Das Strahlungsfenster ist versenkt, um den Abstand zur 1. Signalplatte möglichst kurz zu halten (unter 0,5 mm), wodurch die Vorabsorption des dazwischenliegenden, inaktiven Gasvolumens vernachlässigbar klein wird. Auf der Rückseite des Detektors befindet sich ein abgeschirmtes Gehäuse, in das der notwendige I/U-Konverter eingebaut ist. Durch den direkten Anbau der Detektorelektronik an die Ionisationskammer wird der Einfluß der Kabelkapazität eines Übertragungskabels auf die Rauschverstärkung und die Einkoppelung von Störsignalen auf dem Übertragungsweg vermieden. Die Abb. 34 ist eine Fotografie der realisierten schnellen Ionisationskammer, Abb. 35 zeigt ein Plexiglasmodell dieser Kammer. Besonders deutlich ist darin der Elektrodenaufbau zu erkennen.

Bei der realisierten Ionisationskammer konnten folgende Daten meßtechnisch ermittelt werden:

1. Spannungsfestigkeit: $U_{HV,max} \geq 3 \text{ kV}$.
2. Ausgangsstrom (bei der Meßappertur nach 6. und leerem Rohr): $I_I \approx 50 \text{ nA}$
3. Abhängigkeit des Ionisationsstroms von der Betriebsspannung U_{HV} :

$$\frac{\Delta I_I}{I_I} < 2\% \text{ für } 20 \text{ V} \leq U_{HV} \leq 2500 \text{ V}$$



Abb. 34: Foto von der schnellen Ionisationskammer



Abb. 35: Plexiglasmodell der schnellen Ionisationskammer

4. Anstiegszeit des Ionisationsstroms bei sprungförmiger Änderung der Strahlungsintensität ($U_{HV} = 2,5 \text{ kV}$) $t_{r,I} < 2 \text{ ms}$ (10% - 90%)

(Dieser Wert wurde mit Hilfe einer rotierenden Chopperscheibe ermittelt, die die Strahlungsintensität vor der I-Kammer modulierte. Die Übergangszeit, mit der ein neues Segment in den Strahlengang gebracht wurde, lag dabei in derselben Größenordnung wie $t_{r,I}$ und konnte aus mechanischen Gründen nicht verkleinert werden, sodaß eine exakte Messung der Anstiegszeit nicht möglich war.) Aus dem Meßwert von $t_{r,I}$ ergibt sich ein rechnerischer Wert für $t_{I,max} \approx 3,5 \text{ ms}$.

5. Signalersatzschaltbild:

Es konnte aus den gemessenen Kapazitätswerten für die Ionisationskammer das in Abb. 36 dargestellte Signalersatzschaltbild ermittelt werden.

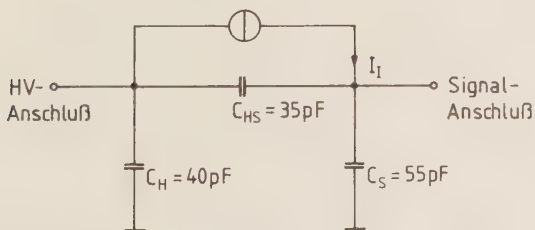


Abb. 36: Signalersatzschaltbild der schnellen Ionisationskammer

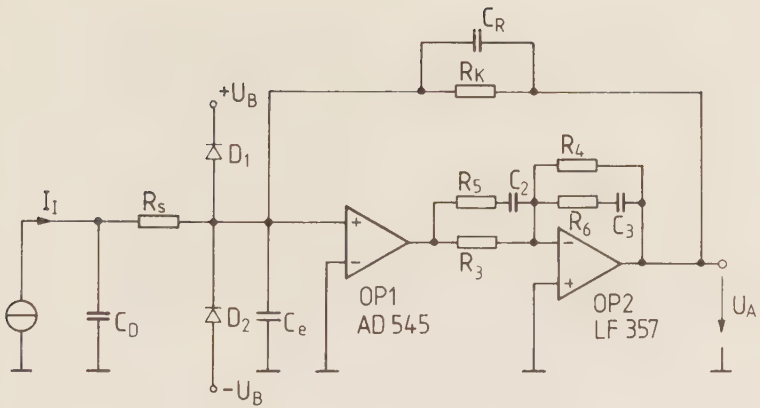
Ein wichtiger Parameter, nämlich die Größe der Nachweiswahrscheinlichkeit $\eta_{M,ges}$ konnte nicht nachgemessen werden, da zum Vergleich kein Detektor mit bekannter Nachweiswahrscheinlichkeit zur Verfügung stand.

6.2 Dimensionierung eines I/U-Konverters mit aktiver Frequenzgangkompensation und Störsignalunterdrückung

Um das zeitliche Auflösungsvermögen der schnellen Ionisationskammer voll ausnutzen zu können, ist die Konversion des Ionisationsstromes in eine Spannung bei einem notwendigen Konversionswiderstand $R_K \approx 100 \text{ M}\Omega$ und einer wirksamen Detektorkapazität $C_D = C_S + C_{HS} \approx 90 \text{ pF}$ nur mit einem I/U-Konverter mit aktiver Frequenzgangkompensation möglich. Dazu wird das Prinzip der Schaltung nach Abb. 24 benutzt. Zusätzlich wird zwischen Detektor und I/U-Konverter eine Schutzschaltung aus dem Widerstand R_S und den Dioden D_1 und D_2 eingefügt (s. Abb. 37), um den 1. Operationsverstärker beim Ein- und Ausschalten der Beschleunigungsspannung U_{HV} an der Ionisationskammer vor Spannungsspitzen zu schützen. Da dieser Schutzwiderstand auch den Rückkoppelfaktor k beeinflusst, muß die Betriebsverstärkung des 2. Operationsverstärkers durch Einfügen des Widerstandes R_6 und der Kapazität C_3 entsprechend angepaßt werden. Die Gesamtschaltung mit dem zugehörigen Bodediagramm ist in Abb. 37 angegeben. Es ergibt sich hier eine Betriebsgrenzfrequenz $f_B \approx 0,7$ $f_2 \approx 10 \text{ kHz}$.

Obwohl im Frequenzgang der Ringverstärkung v_R im Bereich $f_1 < f < f_3$ ein -40 dB/Dek-Slope auftritt, wird in diesem Fall auf eine Beschaltung des 1. Operationsverstärkers verzichtet, da der Amplitudenanteil des Überschwingers der Sprungantwort unter 10^{-3} liegt /11/.

Beim Betrieb von Ionisationskammern mit großer



C_e = wirksame Eingangskapazität von OP 1 und
Sperrschichtkapazität der Dioden D_1 und D_2

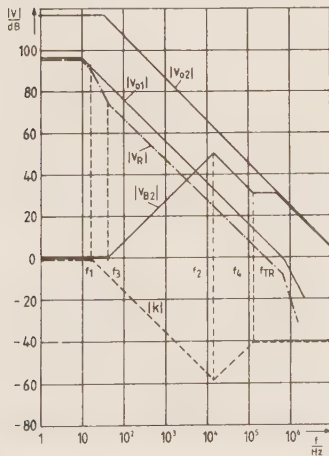


Abb. 37: Schneller I/U-Konverter mit aktiver Frequenzgangkompensation für eine Ionisationskammer (mit Bodediagramm, Betragsdarstellung)

Koppelkapazität C_{HS} werden an die Beschleunigungsspannung U_{HV} extrem hohe Anforderungen in Bezug auf das "Nutz-Störspannungsverhältnis" gestellt, die nur von wenigen, aufwendigen Hochspannungsnetzteilen erfüllt werden. Die Übertragungsfunktion H_{st} , die den Zusammenhang zwischen der Störspannung U_{st} , die der Hochspannung überlagert ist, und der daraus resultierenden Ausgangsspannung $U_{A,st}$ des I/U-Konverters angibt, kann mit Hilfe des Signalersatzschaltbildes in Abb. 36 und der Schaltung in Abb. 37 berechnet werden. Sie ergibt sich als:

$$H_{st} \approx \frac{j \omega R_K \cdot C_{HS}}{(1 + j \omega R_K C_R)(1 + j \omega R_S C_D)(1 + j \omega / \omega_{TR})} \quad \text{für } f < f_{TR}$$

mit $\omega_{TR} = 2 \pi f_{TR}$

Die Ausgangsstörspannung $U_{A,st}$ des I/U-Konverters, die die Störspannung eines speziell für den Betrieb von Ionisationskammern geeigneten Hochspannungsnetzteils hervorruft, zeigt das Oszillographenbild in Abb. 38. Vor allem wirkt sich die mangelnde Unterdrückung der Schaltfrequenz zur Erzeugung der Hochspannung aus, die zwar durch nachgeschaltete Frequenzfilter unterdrückt werden kann, die aber wegen ihrer großen Amplitude zu Einschränkungen des Aussteuerbereiches führt und durch Nichtlinearitäten des Verstärkers den Meßwert verfälscht.

Die Auswirkungen der Störspannung U_{st} auf die Ausgangsspannung des I/U-Konverters können durch eine Kompensationsschaltung unterdrückt werden, die die Störsignale zusätzlich auf den nichtinvertierenden Eingang des I/U-Konverters aufschaltet. (s. Abb. 39)

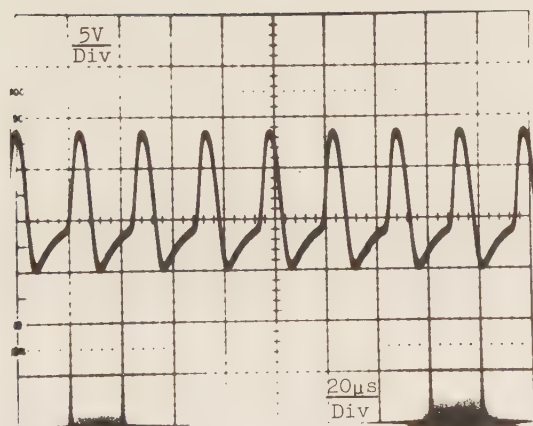


Abb. 38: Oszillographenbild der Störausgangsspannung des I/U-Konverters

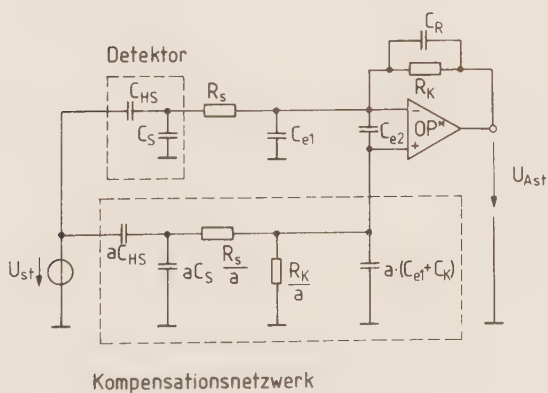


Abb. 39: I/U-Konverter mit Kompensationsnetzwerk zur Unterdrückung der Auswirkungen der der Hochspannung überlagerten Störspannung U_{St} auf die Ausgangsspannung U_A des I/U-Konverters.

*(OP nach Abb. 37)

Für eine gute Funktion der Kompensationsschaltung ist neben der genauen Dimensionierung des Kompensationsnetzwerkes eine hohe Gleichtaktunterdrückung des 1. Operationsverstärkers im Bereich der Störfrequenzen notwendig. Die Störübertragungsfunktion H_{st} und die verbleibende $H_{st,U}$ mit dem Kompensationsnetzwerk sind in Abb. 40 dargestellt. Die unvollständige Unterdrückung wird durch Bauteiltoleranzen und einer endlichen Gleichtaktunterdrückung von OP 1 hervorgerufen. Die Wirkung dieser Schaltung auf die Störausgangsspannung ist in Abb. 41 im Vergleich zu Abb. 38 zu erkennen.

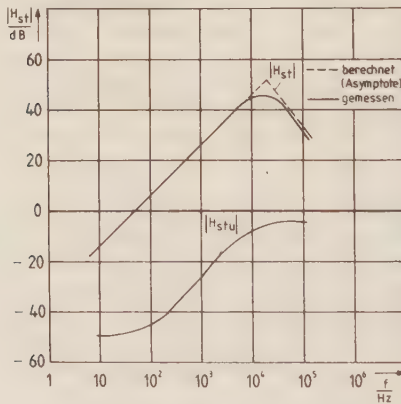


Abb. 40: Störübertragungsfunktion H_{st} des I/U-Konverters mit angeschlossener "schneller Ionisationskammer" ohne und mit Störunterdrückung ($H_{st,U}$)

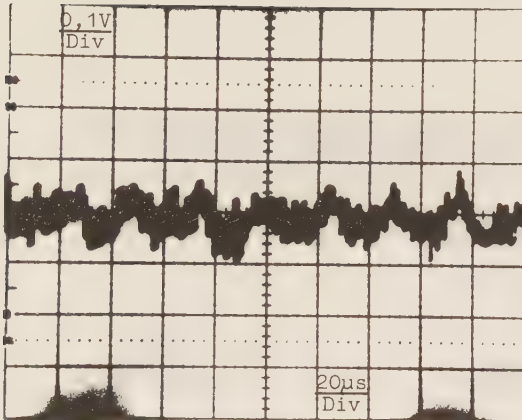
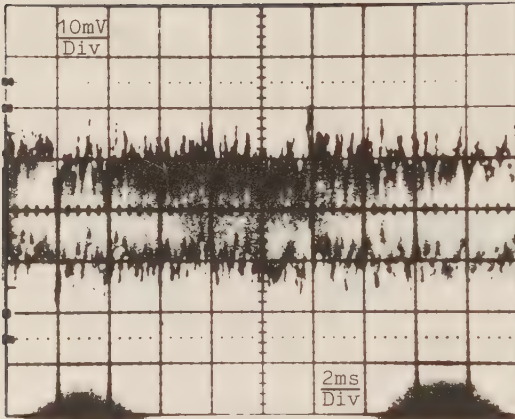
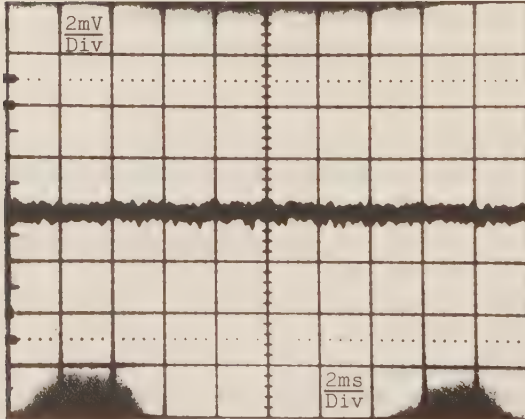


Abb. 41: Oszillographenbild der Störausgangsspannung des I/U-Konverters mit Störunterdrückung

Wie aus der Abb. 41 im Vergleich zu Abb. 38 zu ersehen ist, beträgt die Unterdrückung der Schaltfrequenz etwa 40 dB. Der verbleibende Amplitudenwert der Störspannung von ca. $0,1 V_{SS}$ muß durch nachgeschaltete Frequenzfilter gedämpft werden. Von besonderer Bedeutung bei dieser Kompensationsschaltung ist die Unterdrückung von Rauschsignalen mit Frequenzanteilen, die im Signalfrequenzbereich liegen und damit nicht mit Hilfe von Frequenzfiltern ausgefiltert werden können. Dieser Effekt ist beim Vergleich der beiden Oszillogramme in Abb. 42 zu sehen, die die Ausgangsstörspannung nach Filterung mit einem 2-poligen Tiefpaß mit einer Grenzfrequenz von ca. 1,5 kHz zeigt (zu beachten ist die unterschiedliche Ablenkempfindlichkeit).



a)



b)

Abb. 42: Oszillographenbilder der Störausgangsspannungen nach Filterung mit einem 2-poligen Tiefpaß ($f_g \approx 1,5 \text{ kHz}$) ohne (a) und mit (b) Störunterdrückung

Durch diese Kompensationsschaltung ist der Betrieb von Ionisationskammern mit einfachen, preiswerten Hochspannungsnetzteilen möglich geworden.

6.3 Dimensionierung und Aufbau einer Referenzionisationskammer mit elektrisch einstellbarer, energieabhängiger Empfindlichkeit

In dem Dichtemeßsystem wird eine Röntgenröhre als Strahlungsquelle eingesetzt. Durch die der Anodenspannung überlagerten Brummspannung wird auch die Strahlungsintensität mit einer Frequenz von ca. 100 Hz moduliert.

Zur Erhöhung der Meßgenauigkeit für die Dichte des Wasser-Dampf-Gemisches bei einer Modulation der primären Strahlungsintensität wird das Dichtemeßsystem durch eine Referenzionisationskammer erweitert, mit der die primäre Strahlungsintensität gemessen und als Referenzgröße verwendet wird. Das Verfahren ist in Kap. 4.3 beschrieben.

Da die energieabhängige Empfindlichkeit der Referenzkammer auf die der Meßkammer mit dem davor angeordneten Meßobjekt angepaßt sein muß, wird hier eine Kammer vorgestellt, die im Energiebereich $20 \text{ keV} \leq E_0 \leq 100 \text{ keV}$ universell einsetzbar ist. Sie enthält 6 aktive Gasvolumina, die unterschiedliche, energieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeiten aufweisen und die in Strahlrichtung hintereinander angeordnet sind. Durch die Wahl des geeigneten, vorabsorbierenden Materials einerseits und der Gasorte und Dicke der Volumina andererseits können die einzelnen Nachweiswahrscheinlichkeiten $\eta_{R,i}$ so beeinflußt werden, daß ihre Maxima über den angegebenen Energiebereich verteilt sind. Um eine hohe Energieselektivität bei den Volumina zu erreichen, ist die Verwendung von Materialien erforderlich, bei denen der Schwächungskoeffizient μ eine

starke Energieabhängigkeit aufweist, d.h., daß er im wesentlichen durch den Photoeffekt bestimmt wird. Zum anderen sollte die K-Kante außerhalb des betrachteten Energiebereichs liegen, sodaß die Verläufe von $\eta_{R,i}$ keine Unstetigkeitsstellen aufweisen. Aus diesen Gründen kommen sowohl als Vorabsorber wie auch als Gasfüllung nur Stoffe in Frage, deren Atomnummer Z im Bereich $25 \leq Z \leq 40$ liegt. Deshalb wurde zur Vorabsorption Cu ($Z = 29$) und als Gas Kr ($Z = 36$) ausgewählt. Die mechanische Konstruktion der universellen Referenzionisationskammer ist in Abb. 43 zu sehen, die berechneten Dicken der Vorabsorber und der Gasvolumina sind in der folgenden Tabelle 4 zusammengefaßt.

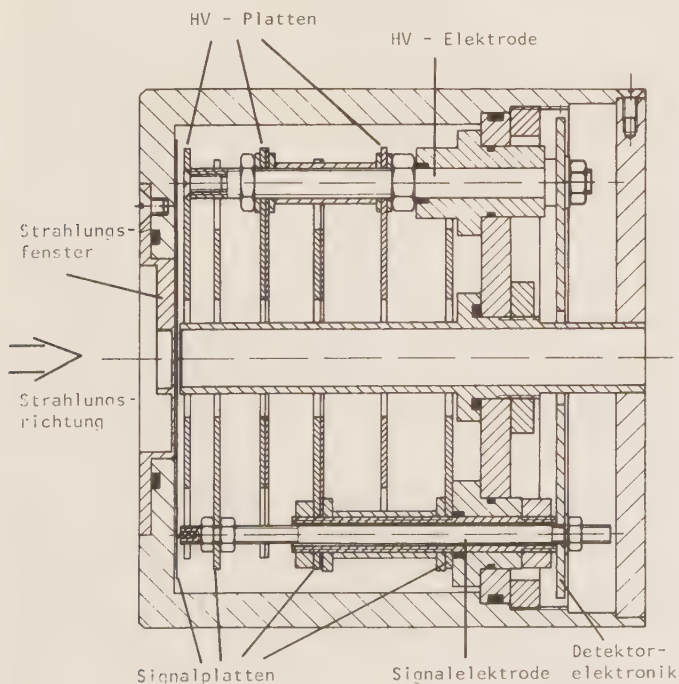


Abb. 43: Schnitt durch die universelle Referenzionisationskammer mit 6 aktiven Gasvolumina

Elektro- de Nr.	Gasvol. Nr.	Material	Dicke (mm)	Bemerkungen
		Al	0,2	Strahlungsfen- ster im Druckge- häuse
1		Cu	0,035	einseitig Cu- kaschierte Epo- xy-Folie. 1. Sig- nalplatte
	1	Kr	2	Fülldruck 6 bar
2		Cu	0,07	zweiseitig Cu- kaschierte Epo- xy-Platte. (2 $\times 35\mu\text{m}$). HV- Platte
	2	Kr	4	Fülldruck 6 bar
3		Cu	0,14	zweiseitig Cu- kaschierte Epo- xy-Platte (2 $\times$ $70\mu\text{m}$) 2. und 3. Signalplatte
	3	Kr	7	Fülldruck 6 bar
4		Cu	0,29	zweiseitig Cu- kaschierte Epo- xy-Platte (2 $\times$ $70\mu\text{m}$) + Cu-Blech (0,15 mm) HV-Platte
	4	Kr	7	Fülldruck 6 bar
5		Cu	0,47	zweiseitig Cu- kaschierte Epo- xy-Platte (2 $\times$ $35\mu\text{m}$ + Cu-Blech (0,4 mm) 4. und 5. Signalplatte
	5	Kr	10	Fülldruck 6 bar
6		Cu	1	Cu-Blech (1 mm) HV-Platte
	6	Kr	10	Fülldruck 6 bar
7		Cu		Cu-kaschierte Epoxy-Platte 6. Signalplatte

Tabelle 4: Zusammenstellung der Vorabsorber und Gas-
volumina

Aus dem Schnittbild ist ersichtlich, daß die Referenzkammer eine Zentralbohrung aufweist, durch die der Meßstrahl hindurchtritt. Zur Erzielung annähernd gleicher Ionenlaufzeiten in den unterschiedlich dicken Gasvolumina wird die Kammer mit 3 Beschleunigungsspannungen versorgt, und zwar mit 400 V, 1200 V und 2500 V, die über 3 Elektroden zugeführt werden, an denen gleichzeitig die HV-Platten mechanisch befestigt sind. Die Ionisationsströme der 6 Volumina werden über 3 Doppelektroden aus dem Gasraum geleitet, die ebenfalls zur mechanischen Befestigung der Signalplatten benutzt werden. Auf der Rückseite der Ionisationskammer befindet sich ein abgeschirmter Raum, in dem die Detektorelektronik nach Abb. 44 (6 I/U-Konverter, 6 Multiplizierer und ein Summierverstärker) untergebracht sind. Wegen des stark beschränkten Platzes wurde die Gesamtschaltung in Hybrid-Dickschicht-Technologie hergestellt. Wegen der ungewöhnlichen Form der Schaltung, die durch die Geometrie des Detektors festgelegt ist, wurde eine Keramik (Makor) als Trägermaterial eingesetzt, die sich mechanisch leicht bearbeiten läßt. Ein Photo des Detektors mit der dazugehörigen Elektronik zeigt Abb. 45.

Die berechneten Nachweiswahrscheinlichkeiten η_{Ri} in Abhängigkeit von der Quantenenergie E sind in Abb. 46 dargestellt, Maxima liegen bei 23 keV, 33 keV, 44 keV, 56 keV, 74 keV und 90 keV.

Es ist nicht möglich, die in Abb. 46 gezeigten Kurvenverläufe direkt meßtechnisch zu erfassen, da dazu ein monoenergetischer Strahler mit einstellbarer Energie notwendig wäre. Um die prinzipielle Funktion nachzuweisen, wurden stattdessen die Ionisationsströme in Abhängigkeit von der Anoden-

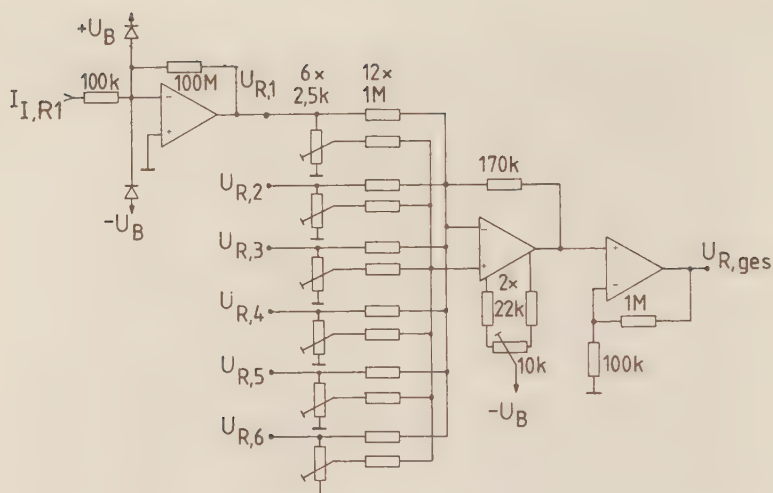


Abb. 44: Detektorelektronik der Referenz-Ionisationskammer



Abb. 45: Referenzdetektor zur Bestimmung der primären Strahlungsintensität mit elektrisch einstellbarer, energieabhängiger Empfindlichkeit mit Detektorelektronik als Hybridschaltung

spannung einer Röntgenröhre gemessen, mit der das Strahlungsspektrum erzeugt wurde. Die Meßergebnisse sind in Abb. 47 angegeben. Da das Strahlungsspektrum dieser verwendeten Röntgenröhre nicht bekannt ist, können die gemessenen mit den theoretischen Werten nicht verglichen werden.

Für einen eingeschränkten Bereich der Anodenspannung $20 \text{ kV} \leq U_{\text{An}} \leq 60 \text{ kV}$ ist der Vergleich möglich, da das Strahlungsspektrum der für das Dichtemeßsystem benutzten Röntgenröhre AGW 30 E für unterschiedliche Anodenspannungen bekannt ist. Die Meßergebnisse (s. Abb. 48) weichen maximal um ca. 5 % von den theoretischen Werten (bezogen auf den Maximalwert) ab.

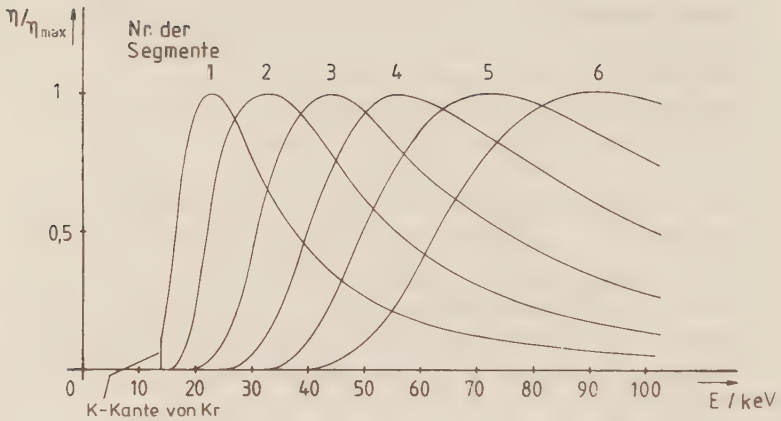


Abb. 46: Energieabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit der Einzelsegmente (bezogen auf den Maximalwert, berechnet)

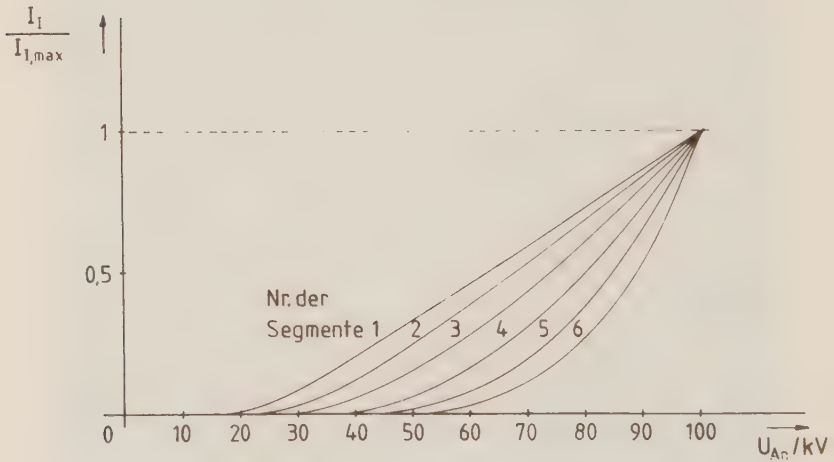


Abb. 47: Ionisationsströme in Abhängigkeit von der Anodenspannung der Röntgenröhre (normiert auf den Wert bei $U_{An} = 100$ kV, gemessen)

6.4 Eigenschaften des Dichtemeßsystems

Das in diesem Abschnitt 6 beschriebene Dichtemeßsystem wurde für das Euratom-Forschungszentrum Ispra, Italien konzipiert. Die Eigenschaften des Gesamtsystems wurden dort meßtechnisch bestimmt. Dabei ergaben sich folgende Werte:

1. Arbeitspunkt der Röntgenröhre: $U_{An} = 60 \text{ kV}$,
 $I_{An} = 10 \text{ mA}$ (günstigster Arbeitspunkt für minimalen Brummspannungsanteil im Meßsignal)
2. $I_{I,M} \approx 50 \text{ nA}$ (bei leerem Rohr, $\rho \approx 0$)
3. Brummspannungsanteil (Effektivwert $\approx 2\%$)

Zur Einstellung der energieabhängigen Empfindlichkeit der Referenzkammer wurden sowohl der Ionisationsstrom der Meßkammer als auch die Einzelströme der Referenzkammer in Abhängigkeit von der Anodenspannung der Röntgenröhre gemessen. Die Meßergebnisse sind in Abb. 48 dargestellt.

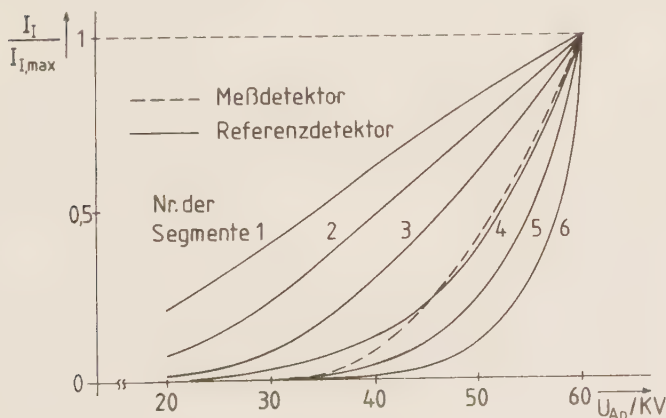


Abb. 48: Ionisationsströme der Meß- und Referenzkammer in Abhängigkeit von der Anodenspannung der Röntgenröhre (auf den Maximalwert bei $U_{An} = 60 \text{ kV}$ normiert, gemessen)

Danach wurden die optimalen Multiplikatoren für die einzelnen Referenzkammersignale bestimmt und mit Hilfe der in Abb. 44 eingezeichneten Potentiometer eingestellt. Das Gesamtmeßsystem (nach Abb. 19) wurde dann in Betrieb genommen.

Durch die Quotientenbildung aus Meß- und Referenzsignal wurde der Modulationsanteil in der Ausgangsspannung, der durch den Brummspannungsanteil der Anodenspannung der Röntgenröhre verursacht wird, im gesamten Dynamikbereich (von $\rho = 0$ bis $\rho = 1 \text{ g/cm}^3$) etwa um den Faktor 10 unterdrückt.

Mit diesem Gesamtsystem konnte die Forderung nach einer Genauigkeit von 1% bei der Bestimmung des Void-Faktors in einer Meßzeit $t_m < 10 \text{ ms}$ gut erfüllt werden.

7. Dimensionierung, Aufbau und Eigenschaften
von Szintillationsdetektoren mit automa-
tischen Kalibriersystemen

In den Kap. 4.1 und 6 wurde gezeigt, wie bei Ionisationskammern die Einschwingzeit durch ein neues Konstruktionsprinzip bis auf Werte von wenigen ms verkürzt werden kann. Um mit Szintillationsdetektoren vergleichbare Werte für die Meßgenauigkeit und die Einschwingzeit zu erreichen, sind aufwendige Kalibriersysteme und Kompensationsschaltungen notwendig. Trotzdem ist ihr Einsatz im Energiebereich $E > 100$ keV notwendig, da die Nachweiswahrscheinlichkeit η von Ionisationskammern hier auf Werte von wenigen Prozent abfällt (s. auch Abb. 8).

In diesem Abschnitt werden 2 Anwendungsbeispiele für die in 4.2 beschriebenen Kalibrierungsverfahren angegeben, mit denen ihre Funktion erprobt wurde. Die beiden Verfahren unterscheiden sich dadurch, daß das erste nur die Empfindlichkeit des Photoempfängers kalibriert, das zweite, aufwendigere dagegen den gesamten Konversionsfaktor des Szintillationsdetektors. Zur Verbesserung der zeitlichen Auflösung wird für das verwendete Szintillatormaterial eine Kompensationsschaltung nach 5.2 zur Unterdrückung der Auswirkungen des Nachleuchtens dimensioniert.

Die mechanische Empfindlichkeit des Detektors wird durch das Verfahren nach 5.3 verkleinert, wozu die äußere Beschaltung des verwendeten Photovervielfachers optimiert wird.

7.1 Dimensionierung, Aufbau und Eigenschaften eines Szintillationsdetektors mit einem Kalibrierungssystem für die Empfindlich- keit des Photoempfängers

Das Kalibrierungssystem für die Empfindlichkeit des Photoempfängers, dessen Realisation in diesem Abschnitt beschrieben wird, ist in Abschn. 4.2.1 hergeleitet und vom Prinzip erläutert.

7.1.1 Auswahl der Einzelkomponenten

Zuerst müssen das Szintillatormaterial, der Photoempfänger, die Referenzlichtquelle und die Halbleiterphotodiode ausgesucht werden, wobei die Art des Kalibrierungssystems zum Teil die Anforderungen bestimmt.

Auswahl des Szintillatormaterials und der Referenzlichtquelle

Ein wesentliches Kriterium für den Detektor ist die Nachweiswahrscheinlichkeit η . Sie wird durch den Schwächungskoeffizienten μ und die Dicke des aktiven Detektorvolumens bestimmt. Die Größe von μ in Abhängigkeit von der Quantenenergie E ist für die wichtigsten Szintillatormaterialien in Abb. 49 für den Energiebereich $0,1 \text{ MeV} \leq E \leq 1,2 \text{ MeV}$ dargestellt.

Ein weiteres wichtiges Kriterium wird durch die Art des Kalibriersystems bestimmt. Da das in diesem Abschnitt angewandte nur die Empfindlichkeit des Photoempfängers beeinflussen kann, muß die Temperaturabhängigkeit der Lichtausbeute K_S des Szintillators klein sein. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 50 angegeben.

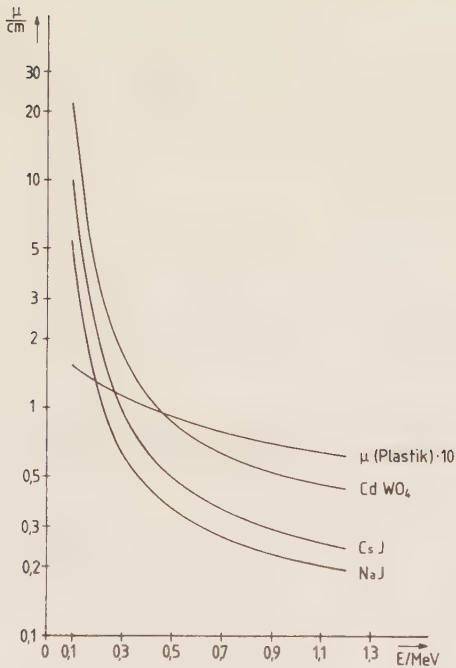


Abb. 49: Schwächungskoeffizient der Szintillatormaterialien NaJ(Tl) , CsJ(Tl) , CdWO_4 und Plastik (z.B. der Typ NE 110 der Fa. Nuclear Enterprise)

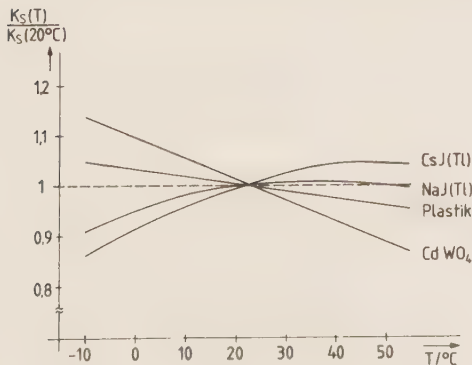


Abb. 50: Temperaturabhängigkeit der Lichtausbeute K_S der wichtigsten Szintillatormaterialien (NaJ(Tl) , CsJ(Tl) nach /12/, Plastik-Sz. nach /13/, CdWO_4 Meßkurve)

Da bei Na J(Tl) und Cs J(Tl) im angegebenen Temperaturbereich die Lichtausbeute K_S ein Maximum aufweist, sind die Szintillatormaterialien besonders wegen der Temperaturempfindlichkeit bei Einsatz dieses Kalibrierverfahrens geeignet.

Für Na J(Tl) ergibt sich ein optimaler Temperaturbereich von 20°C - 40°C und für Cs J(Tl) etwa von 30°C - 55°C . Die Herstellerangabe für CdWO_4 mit $\text{TK} = 0$ konnte meßtechnisch nicht bestätigt werden.

Plastikszintillatoren weisen einen gut reproduzierbaren TK auf. Mit Hilfe einer zusätzlichen Kompensation, bei der die Temperatur des Szintillators gemessen und der Konversionsfaktor des Detektors entsprechend der Temperaturabhängigkeit gesteuert wird, müßten sich auch bei Einsatz dieses Materials kleine Temperaturkoeffizienten für die Empfindlichkeit des Gesamtdetektors erzielen lassen.

Für den in diesem Dimensionierungsbeispiel angestrebten Temperaturbereich von $0 - 40^{\circ}\text{C}$ wurde wegen seines hohen Schwächungsfaktors μ und seiner kleinen Temperaturabhängigkeit Na J(Tl) als Szintillatormaterial ausgewählt.

Zur Erreichung einer hohen Nachweiswahrscheinlichkeit η von über 70% bei der technisch wichtigen Quantenenergie $E_0 = 660 \text{ keV}$ (als Strahler wird dabei das Radioisotop ^{137}Cs verwendet) ergibt sich nach Gl. (3 - 3) für die Dicke d_D des Szintillators:

$$d_D > - \frac{\ln \left[1 - \eta(E_0) e^{\mu_F(E_0)d_F} \right]}{\mu_D(E_0)} \quad (7 - 1)$$

mit $\varphi/\varphi_0 = 1$

Bei einem Strahlungsfenster aus Al mit einer Dicke von $d_F = 1$ mm erhält man für d_D folgende Beziehung:

$$d_D > 4,5 \text{ cm}$$

Gewählt wurde ein Szintillator mit einer Länge von $d_D = 5$ cm und einem Durchmesser von 2,5 cm (gebräuchliche Maße).

Das Spektrum des Emissionslichtes der Referenzlichtquelle (LED) muß auf das des Szintillatormaterials angepaßt sein, um keine zusätzlichen Fehler bei der Kalibrierung durch unterschiedlichen, wellenlängenabhängigen TK des Photoempfängers zu verursachen. Dies ist hier nur bedingt möglich, da das Maximum der spektralen Verteilung des Szintillationslichtes von Na J(Tl) bei ca. 420 nm und das des Emissionslichtes einer blauen LED bei ca. 480 nm liegt. Eine schnell modulierbare Lichtquelle mit Licht kürzerer Wellenlänge ist zur Zeit nicht erhältlich.

Auswahl des Photoempfängers

Als Photoempfänger wurde ein Photovervielfacher ausgesucht, da er gegenüber der Vacuumphotodiode durch den eingebauten Elektronenvervielfacher eine größere Photoempfindlichkeit besitzt. Die Anforderungen an die nachgeschaltete Detektorelektronik in Bezug auf die Eingangsfehlerströme werden um den Verstärkungsfaktor v_e ($10^4 - 10^6$) reduziert.

Da die spektralen Verteilungen des Emissionslichtes von Szintillator und LED nicht identisch sind, soll die Abhängigkeit des TK der Empfindlichkeit der Photokathode von der Wellenlänge des Lichtes im Bereich $400 \text{ nm} < \lambda < 500 \text{ nm}$ klein sein. Als Photo-

kathodenmaterial eignen sich deshalb "Bialkali" (Cs-K-Sb) oder "Multialkali" (Cs-Na-K-Sb), ihr TK liegt bei ca. $-0,4\%/K$.

Auswahl der Halbleiterphotodiode

An die Halbleiterphotodiode werden 3 Anforderungen gestellt:

1. kleiner TK der Photoempfindlichkeit bei blauem Licht (480 nm)
2. hohe Photoempfindlichkeit bei $\lambda = 480 \text{ nm}$
3. kleiner Dunkelstrom

Ausgesucht wurde die Si-Photodiode vom Typ 780-18 BK der Fa. Hamamatsu, die bei einer hohen "Blauempfindlichkeit" einen kleinen TK von ca. $-5 \cdot 10^{-4}/K$ für den Kurzschlußphotostrom aufweist. Der Dunkelstrom ist mit einem Maximalwert von 20 nA spezifiziert. Bei einem erzielbaren Photostrom von $0,1 - 1 \mu A$ ist er damit ausreichend klein.

7.1.2 Dimensionierung der elektronischen Baugruppen

Wesentlichen Einfluß auf die Dimensionierung der elektronischen Baugruppen haben die zu messende Strahlungsintensität selbst, die Grenzdaten des Photovervielfachers und die Lichtintensität der Referenzlichtquelle. Deshalb ist es sinnvoll, dabei in folgender Reihenfolge vorzugehen:

Dimensionierung

1. der äußeren Beschaltung des Photovervielfachers (nach Abb. 29)
2. des I/U-Konverters für den Anodenstrom des Photovervielfachers
3. des I/U-Konverters für den Photostrom der Si-Halbleiterdiode im Referenzkanal (nach Abb. 24)
4. der Kontrolleinheit (nach Abb. 14) und
5. der Kompensationsschaltung zur Unterdrückung der Auswirkungen des Nachleuchtens des Szintillators (nach Abb. 26)

zu 1. Dimensionierung der äußeren Beschaltung des Photovervielfachers

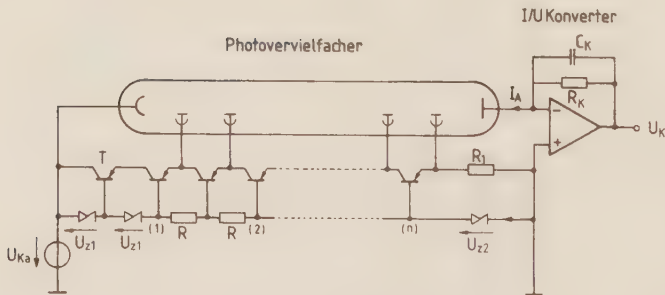
Der eingesetzte Photovervielfacher vom Typ R 268 der Fa. Hamamatsu hat eine "Bialkali"-Photokathode und weist folgende charakteristische Daten auf, die die Dimensionierung der äußeren Beschaltung bestimmen.

1. maximaler Mittelwert des Anodenstroms:
 $\bar{I}_{A,max} = 30 \mu A$
2. maximale Beschleunigungsspannung zwischen 2 Elektroden: 200 V
3. Dynodenanzahl: 11

Zur Erzielung einer niedrigen Verlustleistung im Spannungsteiler und zur Optimierung der

mechanischen Unempfindlichkeit wird das Prinzip der Beschaltung nach Abb. 29 angewandt. Um das Verstärkerrauschen bei der Elektronenvervielfachung zu minimieren, wird die erste Stufenverstärkung so groß wie möglich gemacht.

Um einen ausreichenden Sicherheitsabstand von der Maximalspannung von 200 V zwischen 2 Elektroden zu erhalten, wird die Spannung zwischen der Kathode und der 1. Dynode auf 150 V festgelegt. Die Beschaltung des Photovervielfachers zeigt Abb. 51.



$$U_{Z1} = 75 \text{ V}, U_{Z2} = 10 \text{ V}, R = 100 \text{ k}\Omega, R_1 = 91 \text{ k}\Omega$$
$$T = \text{BC } 640$$

Abb. 51: Realisierte Beschaltung des Photovervielfachers

zu 2. Dimensionierung des I/U-Konverters für den Anodenstrom des Photovervielfachers

Der Maximalwert des Anodenstrommittelwertes wird auf ca. $10 \mu\text{A}$ festgelegt, um die Lebensdauer des Photovervielfachers nicht unnötig herabzusetzen /14/. Daraus ergibt sich bei einer maximalen Ausgangsspannung von 10 V des I/U-Konverters ein Konversionswiderstand von $R_K = 1 \text{ M}\Omega$.

Der Anodenstrom des Photovervielfachers setzt sich aus einzelnen Stromimpulsen zusammen, deren Breite durch die Abklingzeitkonstante τ_0 des Szintillationslichtes und das Zeitverhalten des Vervielfachers bestimmt wird. Um den Aussteuerbereich des I/U-Konverters nicht wesentlich einzuschränken, wird dem Konversionswiderstand R_K eine Kapazität C_K parallelgeschaltet, die so groß ist, daß die Ladung eines Stromimpulses eine Spannungsänderung ΔU_c hervorruft, die gegenüber dem Aussteuerbereich klein ist.

Die Größe von C_K ergibt sich dann als:

$$C_K = \frac{\overline{I_A}}{\overline{R} \cdot \Delta U_c}$$

mit: $\overline{I_A}$ = Mittelwert des Anodenstroms

$\overline{R}$ = mittlere Quantenrate bei $\overline{I_A}$

ΔU_c = Spannungsänderung an C_K durch einen Stromimpuls, der durch ein Strahlungsquant hervorgerufen wird.

Für $\bar{I}_A = 5 \mu A$, $\Delta U_C = 1 V$ (klein gegenüber dem Aussteuerbereich von 10 V) und $\bar{R} = 10^6 s^{-1}$ (Messung mit Teststrahler niedriger Aktivität) ergibt sich für C_K ein Wert von:

$$C_K = 10 pF$$

Die maximale Signalbandbreite f_B im Meßkanal liegt damit bei:

$$f_B \approx \frac{1}{2 \pi R_K C_K} \approx 15 \text{ kHz}$$

Als Operationsverstärker kann ein Standardtyp mit kleinem I_B eingesetzt werden, hier wurde ein LF 356 benutzt.

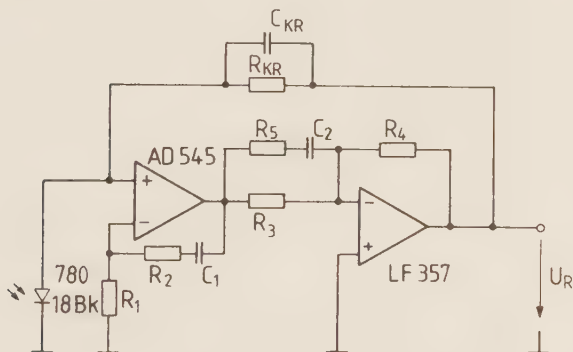
zu 3. Dimensionierung des I/U-Konverters für den Photostrom der Si-Halbleiterdiode im Referenzkanal

Mit Hilfe der blauen Leuchtdiode läßt sich bei einem Diodenstrom von 10 mA in der Si-Photodiode ein Photostrom von ca. $0,2 \mu A$ erzeugen. Bei einer Ausgangsamplitude des Referenzsignals im Meßkanal von ca. 1 V (**diese Amplitude muß dann auch im Referenzkanal erzeugt werden**) ergibt sich für den Konversionswiderstand R_{KR} des I/U-Konverters ein Wert von $5 M\Omega$.

Da die Diode eine große Sperrschichtkapazität von ca. 180 pF besitzt, wird für den I/U-Konverter das Prinzip der aktiven Frequenzgangkompensation nach Abb. 24 in Abschn. 5.1 angewandt. Die Bandbreite wird

durch Parallelschaltung einer Kapazität $C_{KR} = 2 \text{ pF}$ zum Konversionswiderstand R_{KR} auf die des Meßkanals begrenzt.

Die Gesamtschaltung des I/U-Konverters zeigt Abb. 52.



Dimensionierung: $R_{KR} = 5 \text{ M}\Omega$; $C_{KR} = 2 \text{ pF}$;
 $C_1 = 1 \text{ nF}$; $C_2 = 1 \text{ nF}$; $R_1 = 1,6 \text{ k}\Omega$; $R_2 = 910 \text{ k}\Omega$;
 $R_5 = 10 \text{ k}\Omega$; $R_3 = R_4 = 130 \text{ k}\Omega$

Abb. 52: I/U-Konverter für die Si-Photodiode
im Referenzkanal

zu 4. Dimensionierung der Kontrolleinheit

Wichtige Größen, die bei der Kontrolleinheit nach Abb. 14 dimensioniert werden müssen, sind:

- a. die Taktfrequenz und das Tastverhältnis des Kalibriersignals
- b. das Frequenzverhalten des Regelverstärkers

zu a. Dimensionierung der Taktfrequenz und des Tastverhältnisses des Kalibriersignals

Die entscheidende Zeitkonstante τ_B , die das Einschwingverhalten im Meß- und Referenzkanal bestimmt, beträgt etwa $10 \mu s$. ($\tau_B \approx R_K \cdot C_K$) Da dieses Kalibrierverfahren mit rechteckförmigen Signalen arbeitet, deren Amplituden ein Maß für die Konversionsfaktoren darstellen, sollte ihre Dauer T_1 ein Vielfaches von τ_B betragen, damit Änderungen dieser GröÙe die Kalibriergenauigkeit nicht wesentlich beeinflussen. Zum anderen sollte T_1 so kurz wie möglich gewählt werden, damit die Taktfrequenz oberhalb der Signalfrequenz liegt, um durch nachgeschaltete Frequenzfilter im Meßkanal den verbleibenden Rest der Kalibriersignale zu unterdrücken.

Gewählt wurde $T_1 = 5 \tau_B$ und ein Tastverhältnis

$$\frac{T_1}{T_R} = 0,2$$

(T_R = Periodendauer der Taktfrequenz)

Daraus ergibt sich die Taktfrequenz f_R zu

$$f_R = 4 \text{ kHz}$$

und liegt damit weit oberhalb der Signalfrequenz von ca. 300 Hz, was einer Anstiegszeit der Sprungantwort von ca. 1 ms entspricht.

zu b. Frequenzverhalten des Regelverstärkers

Dem Meßsignal U_M ist durch die Strahlungsstatistik und die Bandbreite des Meßkanals eine große Rauschspannung überlagert, die die genaue Bestimmung des Konversionsfaktors K_p

des Photovervielfachers durch einen einmaligen Kalibrierzyklus unmöglich macht. Deshalb wurde dem Regelkreis ein integrierendes Verhalten mit niedriger Grenzfrequenz gegeben. Sie wurde auf einen Wert von ca. 10^{-2} Hz festgelegt und liegt damit zum einen so niedrig, daß ca. $4 \cdot 10^4$ Kalibriersignale gemittelt werden und zum anderen ist das Zeitverhalten des Reglers ausreichend gut, um thermische Driften auszuregeln.

Die weiteren Baugruppen der Kontrolleinheit wurden mit käuflichen Standardschaltungen aufgebaut, ihre Dimensionierung wurde nach den Empfehlungen der Hersteller vorgenommen.

Zusätzlich wurde im Ausgangskreis ein 2-poliger Tiefpaß mit einer Grenzfrequenz von ca. 500 Hz eingefügt, um sowohl die Bandbreite für das Meßsignal zu begrenzen als auch die verbleibenden Störungen durch das Kalibriersignal weiter zu dämpfen.

Insgesamt konnte für das Kalibriersignal eine Amplitudenunterdrückung von über 60 dB erreicht werden.

zu 5. Dimensionierung einer Kompensationsschaltung zur Unterdrückung der Auswirkungen des Nachleuchtens von Na J(Tl)

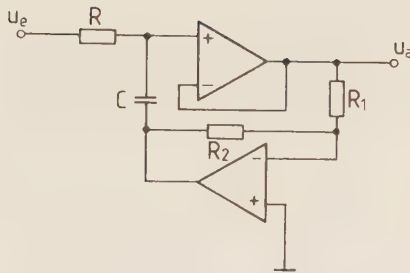
Der Kontrolleinheit wird eine Kompensationsschaltung zur Unterdrückung der Auswirkungen des Nachleuchtens (nach Abb. 26) nachgeschaltet. Wie aus der Abb. 10 hervorgeht, beträgt der Amplitudenanteil a_N des Nachleuchtens bei Na J(Tl) ca. 13%. Bei einer sprungförmigen Änderung der Strahlungintensität von ($J = 0$ auf $J = J_{\max}$) läßt sich $a_N(t)$ durch folgende Gleichung mit einer Genauigkeit von ca. 10^{-3} (bezogen auf die Gesamtamplitude) beschreiben:

$$a_N(t) = \sum_i a_i \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_i}} \right) \quad (7 - 2)$$

mit:

$a_1 = 58,6 \cdot 10^{-3}$,	$\tau_1 = 0,04 \text{ s}$
$a_2 = 38,4 \cdot 10^{-3}$,	$\tau_2 = 0,08 \text{ s}$
$a_3 = 15,7 \cdot 10^{-3}$,	$\tau_3 = 0,3 \text{ s}$
$a_4 = 3,9 \cdot 10^{-3}$,	$\tau_4 = 1,7 \text{ s}$
$a_5 = 2,5 \cdot 10^{-3}$,	$\tau_5 = 7,2 \text{ s}$
$a_6 = 2,7 \cdot 10^{-3}$,	$\tau_6 = 29 \text{ s}$
$a_7 = 2,9 \cdot 10^{-3}$,	$\tau_7 = 210 \text{ s}$

Aufgebaut wurde die Kompensationsschaltung nach Abb. 26, wobei die Tiefpässe mit den Zeitkonstanten $\tau_1 - \tau_5$ passiv realisiert wurden. Für die Tiefpässe mit den relativ großen Zeitkonstanten τ_6 und τ_7 wurde folgende Schaltung angewandt.



für ideale OP
gilt:

$$H(j\omega) = \frac{1}{1 + j\omega RC \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right)}$$

Abb. 53: Tiefpaß mit "Zeitkonstantenmultiplizierer"

Mit der in Abb. 53 dargestellten Schaltung lassen sich Tiefpässe mit sehr niedrigen Grenzfrequenzen realisieren, da die wirksame Zeitkonstante RC mit dem Faktor $\left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right)$ multipliziert wird. Diesem Vorteil

steht bei realen Operationsverstärkern der Nachteil gegenüber, daß die Aussteuerbarkeit um den Faktor $\frac{R_2}{R_1}$ sinkt.

Für die hier beschriebene Anwendung ist diese Einschränkung unerheblich, da die Amplitudenfaktoren a_6 und a_7 sehr klein sind.
(ca. $3 \cdot 10^{-3}$).

7.1.3 Meßergebnisse

Von dem Szintillationsdetektor mit dem automatischen Kalibrierungssystem wurden folgende Eigenschaften meßtechnisch ermittelt:

1. Sprungantwort

Die Sprungantwort wurde unter folgenden Bedingungen aufgenommen:

Teststrahler: ^{137}Cs (0.5 m Ci)

Abstand (Strahler-Detektor): ca. 10 cm

Die Strahlungsintensität wurde durch einen 6 cm dicken Bleiklotz, der aus 1,5 m Höhe in den Strahlengang fiel, von $J = J_{\text{max}}$ auf $J \rightarrow 0$ vermindert. Die Sprungantwort ist in Abb. 54 dargestellt.

Die Auswirkungen des Nachleuchtens auf die Sprungantwort konnten bis auf Amplitudenanteile von ca. 10^{-3} gesenkt werden.

2. Temperaturverhalten

Die Ausgangsspannung U_A wurde in Abhängigkeit von der Temperatur im Bereich von 0 - 40°C aufgenommen. Die Meßkurve zeigt Abb. 55. Die Drifteffekte liegen im Bereich von $\pm 1,5\%$.

Sie werden im wesentlichen durch die Temperaturabhängigkeit der Lichtausbeute des Szintillators und der Photoempfindlichkeit der Si-Halbleitordiode verursacht, die das Kalibriersystem vom Prinzip her nicht erfassen kann.

3. Mechanische Empfindlichkeit

Die mechanische Empfindlichkeit des Szintillations-

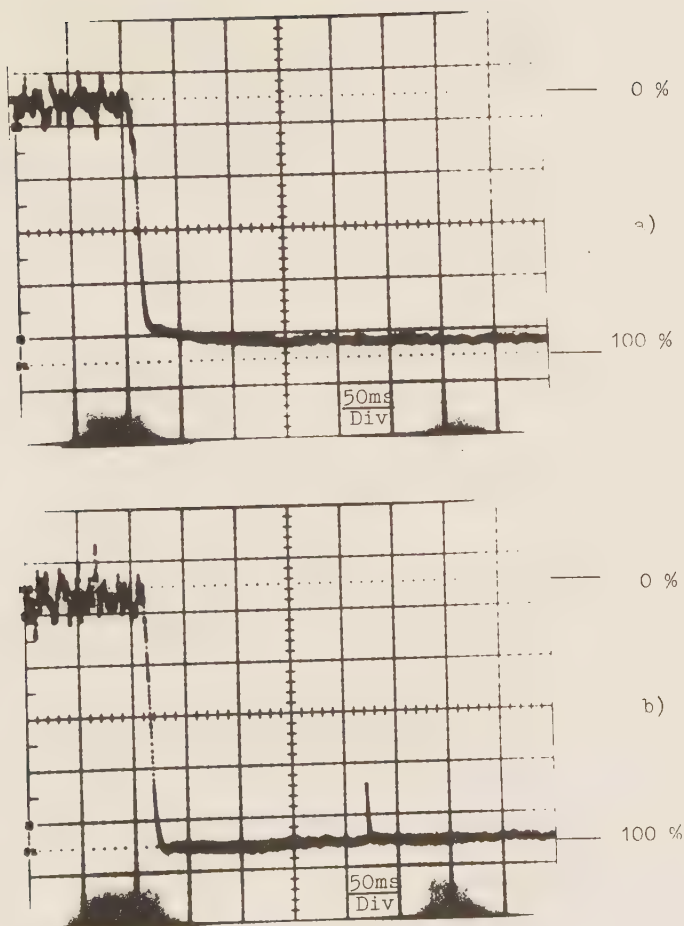


Abb. 54: Oszillogramm der Sprungantwort des Szintillationsdetektors mit einem Na J(Tl) Szintillator ohne (a) und mit (b) Kompensationsschaltung zur Unterdrückung der Auswirkungen des Nachleuchtens

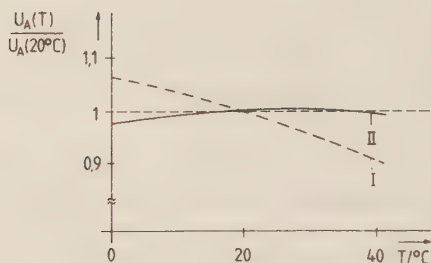


Abb. 55: Temperaturabhängigkeit der Ausgangsspannung eines Szintillationsdetektors Na J(Tl) ohne (I) und mit (II) einem automatischen Kalibrierungssystem für die Empfindlichkeit des Photoempfängers

detektors konnte durch Anwendung der Beschaltung nach Abb. 52 im Vergleich zu der, die bei einer Standardbeschaltung nach Abb. 27 auftritt, um ca. 40 dB gesenkt werden. Dafür sind im wesentlichen 2 Effekte verantwortlich:

1. der maximale Anodenstrom konnte ohne eine Vergrößerung der Nichtlinearität von $1\ \mu\text{A}$ auf $10\ \mu\text{A}$ vergrößert werden und
2. die Beschleunigungsspannung zwischen Anode und letzter Dynode wurde von ca. 80 V auf 10 V herabgesetzt.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit η des Szintillationsdetektors konnte nicht nachgewiesen werden, da ein Detektor mit vergleichbaren Abmessungen und bekannter Nachweiswahrscheinlichkeit nicht zur Verfügung stand.

7.2 Dimensionierung, Aufbau und Eigenschaften eines Referenzstrahlungsdetektors zur Kalibrierung des Konversionsfaktors eines Szintillationsdetektors

Reicht die erzielbare Genauigkeit bei der Anwendung des Kalibrierverfahrens nach 7.1 für das Meßproblem nicht aus, so kann in vielen Anwendungsfällen die Meßgenauigkeit durch Einsatz eines Referenzstrahlungsdetektors verbessert werden.

Das Verfahren ist in Kap. 4.2.2 beschrieben, die zugehörige Signalverarbeitung ist in Abb. 18 dargestellt.

7.2.1 Dimensionierung und Aufbau eines Referenzstrahlungsdetektors

Wie in Abschn. 4.2.2 beschrieben wurde, eignet sich aufgrund der hohen Konstanz des Konversionsfaktors K_D eine Ionisationskammer als Referenzdetektor.

Die abgeleiteten Anforderungen (4 - 10) und (4 - 11) an die Nachweiswahrscheinlichkeit η_R und an die Ionenlaufzeit $t_{IR,max}$ lassen sich leicht erfüllen. Sie ergeben sich als:

$$\eta_R \gg \eta_M \cdot \frac{\tau_M}{\tau_{th}} \quad (4 - 10)$$

mit: η_M = Nachweiswahrscheinlichkeit des Meßdetektors

τ_M = minimale Zeitkonstante des Meßsignals

τ_{th} = thermische Zeitkonstante des Meßdetektors

Mit $\eta_M \approx 1$, $\tau_M \approx 1 \text{ ms}$ und $\tau_{th} \approx 10^3 \text{ s}$ ergibt sich:

$$\eta_R \gg 10^{-6}$$

$$\text{und } t_{IR, \max} \ll \tau_{th} \quad (4 - 11)$$

$$t_{IR, \max} \ll 10^3 \text{ s}$$

Die Anforderung (4 - 13) nach

$$\frac{\eta_R(E) \cdot K_{RD}(E)}{\eta_M(E) \cdot K_{SD}(E)} \neq f(E) \quad (4 - 13)$$

sodaß der Quotient aus Meßsignal U_M und Referenzsignal U_R unabhängig von der Dicke des Meßobjektes ist, macht für jeden Meßdetektor die Konstruktion eines speziellen Referenzdetektors notwendig.

Da in dem Energiebereich ($E > 100 \text{ keV}$), in dem der Einsatz von Szintillationsdetektoren sinnvoll ist, die angegebenen Formeln zur Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit η nur noch eine grobe Näherung darstellen, ist ein Feinabgleich z. B. durch Veränderung von Vorabsorbern notwendig.

Dieser Nachteil kann vermieden werden, wenn auch hier ein Referenzdetektor mit einer elektrisch einstellbaren, energieabhängigen Empfindlichkeit eingesetzt wird, wie er vom Prinzip her unter 4.3 beschrieben ist.

Für den Energiebereich $0,1 \text{ MeV} < E < 1,5 \text{ MeV}$ wird eine Referenzionisationskammer dimensioniert, die 4 aktive Volumina enthält, die unterschiedliche, energieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeiten aufweisen. Im Gegensatz zu der unter 6.3 beschriebenen Ionisationskammer werden hier die einzelnen Volumina aus konstruktiven Gründen

nicht hintereinander sondern nebeneinander angeordnet. Einen Querschnitt durch die mechanische Konstruktion zeigt Abb. 56.

Die Referenzionisationskammer ist rotationsymmetrisch um den Meßdetektor angeordnet. Der Meßdetektor, der dafür aufgebaut wurde, besteht aus einem 50 mm ϕ x 50 mm großen Szintillator Na J (Tl) mit einem optisch angekoppelten Photovervielfacher vom Typ R 878 (Fa. Hamamatsu). Die Einzelkomponenten einschließlich des notwendigen Spannungsteilers für den Photovervielfacher und des I/U-Konverters sind in einem Aluminiumrohr mit einem Durchmesser von 80 mm untergebracht.

Die 4 Einzelvolumina des Referenzdetektors befinden sich in einem gemeinsamen Gasvolumen. Um darin eine annähernd homogene Feldverteilung zu erzeugen, sind die Wände, auf denen keine Elektroden angebracht sind, mit einem hochohmigen Widerstandsmaterial ausgekleidet, das auf der einen Seite mit der Beschleunigungsspannung und auf der anderen Seite mit Massepotential kontaktiert ist. Bei dieser Ionisationskammer haben die 4 Gasvolumina die gleiche Dicke d_p , deshalb können unterschiedlich energieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeiten η_{Ri} nur durch verschiedene Vorabsorber vor den einzelnen Kammersegmenten erzeugt werden. Die Abb. 57 zeigt ein Photo, auf dem der Szintillationsdetektor in der Mitte und die Referenzionisationskammer abgebildet sind. Deutlich sind die unterschiedlichen Vorabsorber in Form von Kreisringen zu erkennen.

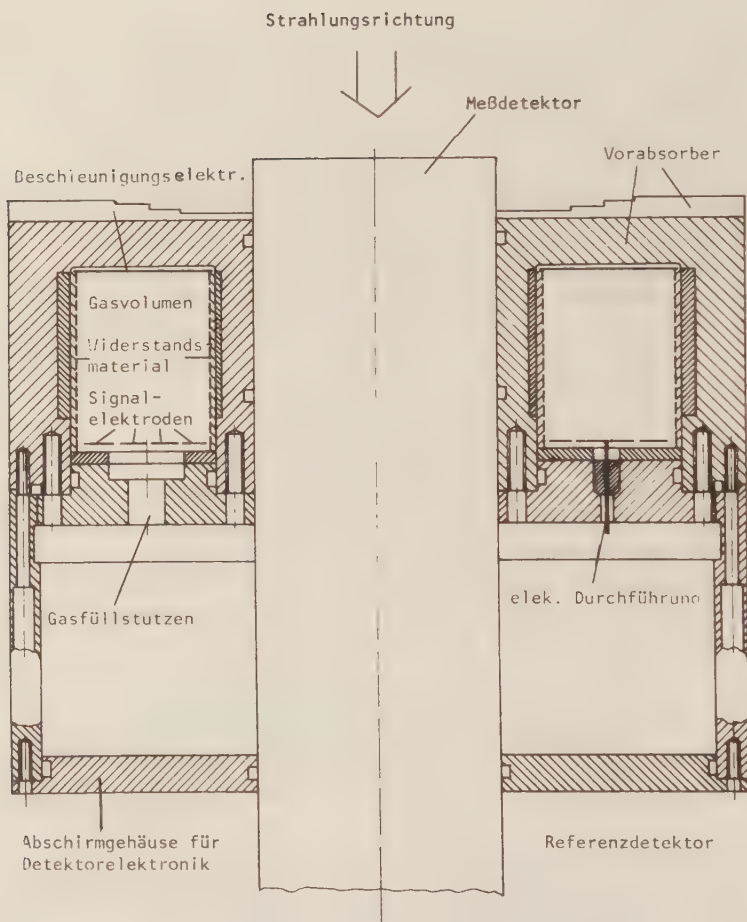


Abb. 56: Schnitt durch eine Referenz-Ionisationskammer mit 4 aktiven Gasvolumina

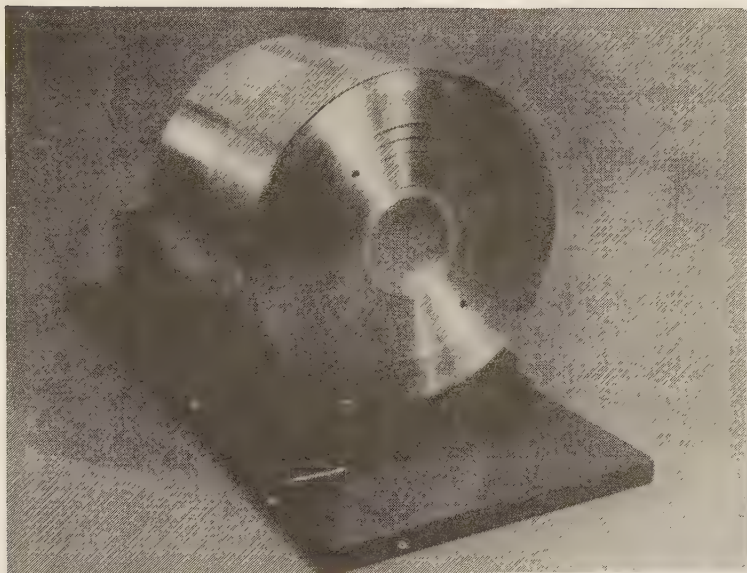


Abb. 57: Foto des Szintillationsdetektors (Mitte) und der zugehörigen Referenz-Ionisationskammer für das automatische Kalibriersystem.

Auswahl der Gasfüllung und des Vorabsorbers

Die Energieabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit η_M des Meßdetektors ist in Abb. 8 (Kurve II) angegeben. Im oben angegebenen Energiebereich ist die Energieabhängigkeit gering (man beachte den log.-Maßstab der Abzisse). Um solche Kurvenverläufe gut approximieren zu können, müssen beim Referenzdetektor sowohl der Schwächungskoeffizient des Vorabsorbers als auch der des Gases eine geringe Energieabhängigkeit aufweisen. Dies ist für Materialien in dem Energiebereich der Fall,

in dem gilt: $\sigma > \tau$

(σ = Comptonstreuoeffizient; τ = Photoabsorptionskoeffizient)

Dies ist bei der Quantenenergie von $E = 100 \text{ keV}$ für Materialien mit der Ordnungszahl $Z < 30$ erfüllt.

Der Vorabsorber setzt sich, wie aus Abb. 54 hervorgeht, aus 2 Anteilen zusammen:

1. aus der Wand des Druckgefäßes und
2. aus dem zusätzlich vorgebauten Absorber

Das Druckgefäß wurde aus Al hergestellt, als Zusatz wurde Cu verwendet. Da für Cu die Bedingung $\sigma = \tau$ etwa bei der Energie von 100 keV. erreicht wird, lassen sich mit diesem Material unterhalb dieser Energie starke und oberhalb geringe Energieabhängigkeiten für η_{Ri} erreichen.

Als Füllgas wird ein Edelgas mit der größten Dichte, für das $Z < 30$ gilt, ausgewählt.

Dies ist Ar. Wegen der geringen Dichte des Gases von ca. $1,8 \text{ mg/cm}^3$ bei Normaldruck muß zur Erzielung einer Nachweiswahrscheinlichkeit von ca. 1 Prozent im interessierenden Energiebereich der Druck auf 40 bar erhöht werden.

Die Wandstärke für das Druckgefäß wurde aus Festigkeitsgründen auf 15 mm festgelegt. Die Dicke der zusätzlichen Cu-Zylinder geht aus der Tabelle 5 hervor.

Volumen Nr.	Dicke des Vorabsorbers	
	Al	Cu
1	15 mm	0,5 mm
2	"	1 mm
3	"	2 mm
4	"	4 mm

Tabelle 5: Zusammenstellung der Vorabsorber für eine Referenz-Ionisationskammer.

Die mit dieser Dimensionierung berechneten Nachweiswahrscheinlichkeiten sind in Abb. 58 dargestellt.

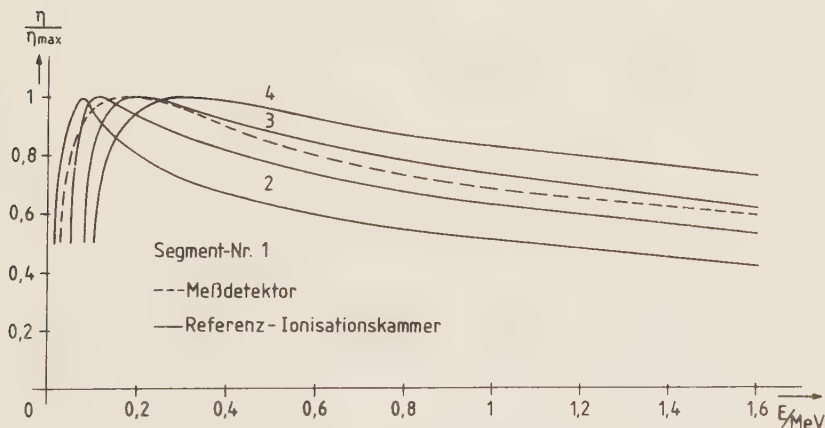


Abb. 58: Berechnete Nachweiswahrscheinlichkeiten der einzelnen Volumina der Referenz-Ionisationskammer und des Meßdetektors

Bei der Dimensionierung für das Gasvolumen mit $d_D \approx 5$ cm und einem Dichteverhältnis von $\rho/\rho_0 = 40$ ergibt sich bei einer Beschleunigungsspannung U_B von 50 V für die maximale Ionenlaufzeit $t_{IR,max}$

der Wert:

$$t_{IR,max} \approx 13 \text{ s}$$

Damit sind die oben angegebenen Bedingungen für η_{pi} und $t_{IR,max}$ gut erfüllt.

Trotz der relativ großen Werte von η_{Ri} von ca. 1% liegen die Ionisationsströme bei üblichen Strahlungsintensitäten im nA-Bereich.
(z.B. Strahler ^{137}Cs ; 0,5 Ci; in 1 m Abstand

$$I_{I,Ri} \approx 5 \text{ nA})$$

Daher werden an die nachfolgende Detektorelektronik extrem hohe Anforderungen an die eingangsbezogenen Fehlerströme gestellt.

7.2.2 Entwurf und Dimensionierung der Detektor-
elektronik für eine Referenz-Ionisations-
kammer

Will man mit diesem Kalibrierungssystem Genauigkeiten von wenigen Promille erreichen, so ist die Anforderung an die eingangsbezogenen Fehlerströme I_F bei einem Signalstrom $I_{I,Ri}$ von ca. 5 nA:

$$I_F < 5 \text{ fA}$$

Um die Auswirkung der Offsetspannungsdrift des verwendeten Verstärkers klein zu halten, ist ein großer Konversionswiderstand von ca. $10^{11} \Omega$ - $10^{12} \Omega$ notwendig. Diese Widerstände weisen aber große Temperaturkoeffizienten (ca. $3 \cdot 10^{-4}/K$) auf, sodaß ihr Einsatz ohne Thermostatisierung nicht möglich ist.

Die Anforderungen an den eingangsbezogenen Fehlerstrom I_F kann mit käuflichen, chopperstabilisierten Operationsverstärkern bei Raumtemperatur knapp erfüllt werden, bei einer Umgebungstemperatur von 40°C dagegen nicht mehr, da die Fehlerströme eine starke Temperaturabhängigkeit aufweisen (Verdoppelung etwa alle 10°C).

Für diesen Referenzdetektor wird deshalb ein prinzipiell anderes Verfahren angewandt, um den Ionisationsstrom in eine Spannung zu konvertieren, das zum einen die Anforderung an den Eingangsstrom I_B des Verstärkers wesentlich herabsetzt und zum anderen bei der Konversion ohne Widerstand auskommt.

Das Prinzip der Schaltung zeigt Abb. 59.

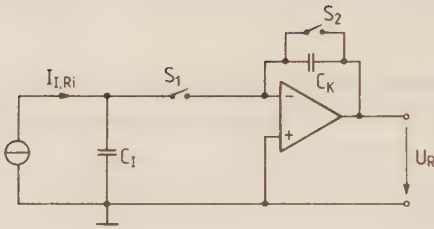


Abb. 59: Geschalteter ladungsempfindlicher Verstärker zur Konversion eines Stromes in eine Spannung

Dieser geschaltete ladungsempfindliche Verstärker (LEV) arbeitet folgendermaßen:

Während einer Integrationszeit t_i sind die Schalter S_1 geöffnet und S_2 geschlossen. Der Ionisationsstrom $I_{I,Ri}$ wird auf der Kapazität C_I integriert und gleichzeitig die Konversionskapazität C_K entladen. Danach sind während einer Abtastzeit t_s S_2 geöffnet und S_1 geschlossen. Die Ladung von C_I wird auf C_K übernommen und in eine Spannung konvertiert. S_1 wird wieder geöffnet, der Spannungswert U_R ausgelesen und S_2 wieder geschlossen. Während der gesamten Zykluszeit t_i und t_s geht keine Meßinformation verloren, da $I_{I,Ri}$ entweder auf C_I oder C_K integriert wird. Die Anforderung an den Biastrom I_B des Operationsverstärkers ist durch diese Art der Strom-Spannungskonversion erheblich reduziert und ergibt sich jetzt als:

$$I_B < I_F \cdot \frac{t_i + t_s}{t_s} \quad (7 - 3)$$

Die Anforderung an S_1 bzgl. des Leckstroms ist sehr hoch, da er direkt als Fehlerstrom eingeht. Bei den hier zur Verfügung stehenden Integrationszeiten werden für S_1 und S_2 Reedschalter eingesetzt. Für t_i und t_s werden folgende Werte gewählt:

$$t_i = 50 \text{ s}$$

$$t_s = 10 \text{ ms}$$

Damit ergibt sich für den Eingangsstrom des Operationsverstärkers nach (7 - 3):

$$I_B < 5 \text{ fA} \cdot 5 \cdot 10^3$$

$$I_B < 25 \text{ pA}$$

Diese Bedingung ist mit käuflichen Operationsverstärkern auch über einen größeren Temperaturbereich leicht erfüllbar.

Für C_K wird ein Kondensator mit kleinen Temperaturkoeffizienten ausgesucht. Hierfür eignen sich besonders keramische Kondensatoren der Klasse NPO, die einen maximalen TK von $\pm 30 \text{ ppm/K}$ aufweisen. Bei einem benötigten Konversionsfaktor 1 V/pA ergibt sich für C_K ein Wert von 50 pF .

Die Größe von C_I muß so dimensioniert werden, daß während der Integrationszeit der durch den Ionisationsstrom hervorgerufene Spannungsabfall klein gegenüber der Beschleunigungsspannung U_B von 50 V ist, um die Feldverteilung im Gasvolumen der Ionisationskammer nicht störend zu beeinflussen.

Für ΔU_{CI} wurde deshalb ein Wert von:

$$\Delta U_{CI, \max} = 10^{-3} U_B \text{ festgelegt.}$$

Daraus ergibt sich für C_I :

$$C_I = \frac{I_{I,Ri,max} \cdot t_i}{10^{-3} \cdot U_B} \quad (7 - 4)$$

$C_I = 5 \text{ nF}$ bei $U_B = 50 \text{ V}$; $t_i = 50 \text{ s}$ und

$I_{I,Ri,max} = 5 \text{ pA}$

Bei der realisierten Schaltung für die 4 Kanäle sind die Integrationskapazität C_I und der Schalter S_1 jeweils 4-fach vorhanden, der LEV selbst aber nur einmal. Über eine Zeitsteuerung werden die einzelnen Kanäle hintereinander abgetastet.

Mit der realisierten Schaltung wurden bis zu Temperaturen von 50°C eingangsbezogene Fehlerströme $I_F < 1 \text{ fA}$ erreicht.

7.2.3 Meßergebnisse

In einem Testaufbau wurden die Ausgangsspannungen des Meß- und Referenzdetektors in Abhängigkeit von der Dichte des Meßobjektes gemessen. Als Strahlenquelle diente ein ^{137}Cs -Strahler mit einer Aktivität von 0.5 Ci, der in einem Abstand von 1 m vom Detektor angeordnet war. Vor den Detektor wurden in den Strahlengang Stahlplatten eingefügt. Das Meßergebnis zeigt Abb. 60.

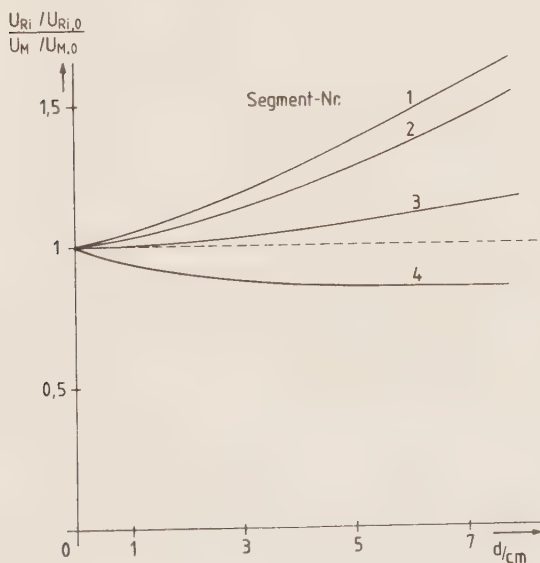


Abb. 60: Verhältnis aus den Ausgangssignalen der Referenzionisationskammer und dem Meßsignal (bezogen auf den Wert bei $d = 0$) in Abhängigkeit von der Dicke d des Meßobjektes (gemessen)

Die bei der Versuchsanordnung erreichte Meßgenauigkeit lag bei ca. $\pm 3 \cdot 10^{-3}$. Sie wurde zum einen durch eine Temperaturdrift des Meßdetektors (der zum Vergleich herangezogen werden muß) und zum anderen durch die Auflösung des Transienten-Recorders, mit dem die Spannung U_R gemessen wurde, verursacht.

Mit Hilfe der Kurvenverläufe 1 - 4 muß dann der Verlauf für den Meßdetektor (in dieser Darstellung die Gerade mit dem konstanten Wert 1) approximiert werden. Der hierdurch zusätzlich auftretende Fehler ist kleiner als $\pm 2 \cdot 10^{-3}$ im Bereich der Dicke des Meßobjektes von 0 - 8 cm. Zusätzlich wurde die Temperaturabhängigkeit der Ausgangsspannung U_R des Referenzdetektors im Bereich bis 40°C gemessen. Bei einer Amplitudenauflösung von $2 \cdot 10^{-3}$ konnte keine Veränderung der Ausgangsspannung festgestellt werden.

Wie die Meßergebnisse zeigen, läßt sich mit Hilfe des beschriebenen Referenzdetektors ein automatisches Kalibrierungssystem für einen Szintillationsdetektor aufbauen, das Meßgenauigkeiten von besser als $\pm 0,5\%$ im Temperaturbereich von 0 - 40°C zuläßt.

Auf die Realisierung des gesamten Kalibrierungssystems wurde verzichtet, da die Auswertung und Verarbeitung der Signale sinnvoll mit einem Digitalrechner durchgeführt wird. Dieser ist in den meisten Anwendungsfällen zur Auswertung des nicht-linearen Zusammenhangs zwischen Detektorausgangssignal und Meßgrößen ohnehin vorhanden, sodaß er auch für das Kalibriersystem genutzt werden kann.

8. Zusammenfassung

Diese Arbeit befaßt sich mit Detektorsystemen, die zur Bestimmung der integralen Intensität von Kernstrahlung geeignet sind. Die wesentlichen Gesichtspunkte stellen dabei die Genauigkeit und die zeitliche Auflösung dar.

Anhand der physikalischen Grundlagen wird die Abhängigkeit von Genauigkeit und Zeitauflösung aufgezeigt und daraus die Anforderungen an neue Detektorsysteme abgeleitet.

Bei der Auswahl der Detektorart stellt sich heraus, daß die bisher im wesentlichen als Strahlungsdetektoren eingesetzten Ionisationskammern und Szintillationsdetektoren auch die Grundlage für neue Detektorsysteme darstellen. Dabei kann keine Detektorart wegen ihrer unterschiedlichen Eigenschaften durch die andere ersetzt werden.

Für Ionisationskammern wird deshalb ein neues Konstruktionsprinzip anhand der physikalischen Grundlagen hergeleitet, mit dem die Amplituden- und Zeitauflösung in weiten Grenzen unabhängig voneinander beeinflußt werden können. Für die Dimensionierung der dann notwendigen schnellen I/U-Konverter wird ein allgemeingültiges Verfahren für eine aktive Frequenzgangkompensation angegeben, mit dem die Bandbreite und das Einschwingverhalten optimiert werden können. Mit diesen Detektoren lassen sich Zeitauflösungen von wenigen ms bei einer Amplitudenauflösung von 10^{-3} erreichen.

Bei den Szintillationsdetektoren konnte durch An-

wendung der Integralstrommessung sowohl die Amplituden- als auch die Zeitauflösung verbessert werden. Da hierbei alle Drifteffekte die Amplitudengenauigkeit direkt beeinflussen, wurden 2 unterschiedliche Auto-Kalibrierungsverfahren entwickelt, die den eigentlichen Meßvorgang nicht unterbrechen.

Das erste kalibriert die Photoempfindlichkeit des Photoempfängers, das zweite, aufwendigere dagegen den Konversionsfaktor des Gesamtdetektors. Entsprechend unterschiedlich sind deshalb auch die damit erzielbaren Genauigkeiten.

Zur Verbesserung der zeitlichen Auflösung, die durch das Nachleuchten von einigen Szintillatormaterialien (z.B. Na J(Tl)) beeinträchtigt wird, wird die Zeitfunktion dieses Anteils an der Lichtintensität mathematisch beschrieben und daraus eine Kompensationsschaltung zur Verbesserung der zeitlichen Auflösung abgeleitet. Mit diesen Szintillationsdetektorsystemen lassen sich im Temperaturbereich von 0 - 40°C Amplitudengenauigkeiten von wenigen Promille bei einer zeitlichen Auflösung von ca. 1 ms erreichen.

Neben der Genauigkeit und der Zeitauflösung ist vor allem beim industriellen Einsatz der Detektorsysteme die mechanische Empfindlichkeit von besonderer Bedeutung. Sie konnte durch schaltungs-technische Maßnahmen um ca. 40 dB gesenkt werden.

Bei der Verwendung von Röntgenröhren als Strahlungsquelle wird die Amplitudenauflösung durch störende Modulation der primären Strahlungsintensität aufgrund von Speisespannungsschwankungen begrenzt. Durch Einsatz einer Referenzionisations-

kammer mit elektrisch einstellbarer energieabhängiger Empfindlichkeit konnte die Meßauflösung in einem Anwendungsbeispiel um den Faktor 10 erhöht werden.

9. Anhang

9.1 Literatur

- / 1/ K. Siegbahn
Alpha-, Beta and Gamma-Ray Spectroscopy
Publishing Company, Amsterdam
- / 2/ W. Finkelburg
Einführung in die Atomphysik
Springer Verlag, Berlin 1967
- / 3/ Brđicka
Grundlagen der physikalischen Chemie
VEB Dt. Verlag d. Wissenschaften, Berlin 1971
- / 4/ F. Kohlrausch
Praktische Physik Bd. 2
Teubner Verlag, Stuttgart 1968
- / 5/ D. Nachtigall
Physikalische Grundlagen für Dosimetrie und
Strahlenschutz
Verlag Thiemig KG, München 1970
- / 6/ E. Storm
Gamma-Ray Absorption Coeffizients
Atomic Energy Commission
- / 7/ Y. Tadros
Verfahren zur Verarbeitung hoher Signalraten
für die Impulshöhenanalyse dargestellt im
Beispiel der Kernstrahlungsspektroskopie
Dissertation RUB 1980
- / 8/ Y. Tadros, J.W. Klein
A method to compensate for the Pile-up Error
in High Resolution Pulse Heigh Analysis
IEEE Trans. Nuclear Science, NS-28,
6. Dez. 1981
- / 9/ Higuchi Yoshinori
Gamma - Ray Thickness Gauging System for
Hot Steel Plate Rolling
Hitachi Review Dec. 1981 Vol. 30/No. 60

- /10/ N. Riehl
Einführung in die Lumineszenz
Verlag Thiemig KG, München 1971
- /11/ J. Dostál
Operational Amplifiers
Elsevier Scientific Publishing Company
Amsterdam-Oxford-New York - 1981
- /12/ Harshaw Radiation Detectors
Harshaw Chemical Company, Ohio U.S.A.
- /13/ Bicron Corporation Ohio U.S.A.
Datenblätter über Szintillatoren
- /14/ Hamamatsu Japan
Katalog über Photovervielfacher
- /15/ J.M. Schonkeren
Photomultipliers
Application Book der Firma Philips
- /16/ J.W. Klein, G. Nowack, H.J. Romanski
Dichtemeßsystem mit schnellen Ionisations-
kammern
Studienbericht, Bochum 1978
- /17/ J.W. Klein, G. Nowack, H.J. Romanski, W. Hufschmidt
X-Ray void meter with fast ionization-chambers
1979 Meeting of the European Two-Phase Flow Group
- /18/ G. Nowack, H.J. Romanski
A new reference ionization - chamber with an
electrically controllable energy-dependent
sensitivity for fast high - resolution absorp-
tion measurement
Nuclear Instruments and Methods 193 (1982)
- /19/ E. Kreyszis
Statistische Methoden und ihre Anwendung
Vandenhoeck & Ruprecht, Göttingen 1965
(2. Auflage 1967)
- /20/ E. Kowalski
Nuclear Electronics
Springer Verlag
- /21/ Neuert
Kernphysikalische Meßverfahren
Verlag G. Braun, Karlsruhe 1966

- /22/ R. Stapelmann,
Aufbau und Untersuchung eines Detektorsystems
für γ -Strahlung hoher Energie
RUB 1980, Diplomarbeit
- /23/ R. Janca
Aufbau und Untersuchung eines Szintillations-
detektors zur Intensitätsmessung von γ -Strahlung
im Energiebereich $0.1 < E < 1.5$ MeV
RUB 1982, Diplomarbeit
- /24/ M.J. Cooper, A.J. Rollason and R.W. Tuxworth
X-ray scattering studies of composition variations
in alloys
Sci. Instruments Vol. 15, 1982
- /25/ H.J. Romanski
Ein System zum Ausgleich von Drifterscheinungen
bei Szintillationsdetektoren zur Intensitätsmes-
sung
Vortrag auf der Tagung der "Studiengruppe Nukleare
Elektronik", Oktober 1981
- /26/ H.J. Romanski, R. Janca
I/U-Konverter für Strahlungsdetektoren zur Inte-
gralstrommessung
Vorträge auf der Tagung der "Studiengruppe
Nukleare Elektronik", Oktober 1982
- /27/ S. Sailer
Radionuclide Technology Applications in Development
and Production in the Automobile Industry
Tagung der IAEA in Grenoble, 1982
- /28/ J.S. Charlton, J.A. Heslop, P. Johnson
Radioisotope Techniques for the Investigation
of Process Problems in the Chemical Industry
(Tagung der IAEA in Grenoble, 1982)
- /29/ F.L. Allsworth, J.H. Howes, G. White
Intrinsic Germanium Detectors used in a high
Counting Rate System
(X- and γ -Ray Sources and Applications,
Ann Arbor, USA 1981)

- /30/ G. A. Armantrout
Radiation Detectors: Needs and Prospects
(X- and γ -Ray Sources and Applications,
Ann Arbor, USA 1981)
- /31/ J.S. Iwanczyk, J.H. Kusmiss
Room-temperature Mercuric Jodide Spectrometry
for Low-energy X-rays
(X- and γ -Ray Sources and Applications,
Ann Arbor, USA 1981)
- /32/ H. Fassbender
Einführung in die Meßtechnik der Kernstrahlung und
die Anwendung der Radioisotope, 2. Aufl.,
Georg Thime Verlag, Stuttgart 1982
- /33/ D. Rees, I. McWhirter
Miniatur Imaging Photon Detectors
Sci. Instruments, Vol. 13, 1980
- /34/ D.A. Ewen, F.W. Wirth, R.B. Halloch
Windows for X-ray Diffraction Experiments
Sci. Instruments, Vol. 52 1981
- /35/ P. Weinzierl und M. Drosch
Lehrbuch der Nuklearelektronik
Springer Verlag, Wien, New York 1970
- /36/ Charles Kittel
Einführung in die Festkörperphysik
R. Oldenbourg Verlag München, Wien 1969

9.2 Häufig verwendete Formelzeichen und Symbole

a_i	- Amplitudenanteil des Nachleuchtens
b	- Beweglichkeit von Ladungsträgern
ρ	- Atomdichte im Gasvolumen
d	- Dicke
d_A	- gaskinetischer Atomdurchmesser
d_d	- Dicke des aktiven Detektorvolumens
d_d^*	- Dicke jedes einzelnen Kammervolumens
d_w	- Dicke des Strahlungsfensters
E_{el}	- elektrische Feldstärke
I_B	- Biastrom des OP
T_i	- Ionisationsstrom
T_p	- Photostrom
j	- Intensitätsdichte
I	- Strahlungsintensität
K_D	- Konversionsfaktor eines Detektors
V_m	- mechanische Empfindlichkeit
K_S	- Lichtausbeute eines Szintillators
K_p	- Photoempfindlichkeit
n	- Anzahl der Quanten
q	- Ladung des Teilchens
$\bar{R}$	- mittlere Rate
T	- absolute Temperatur
t_S	- Einschwingzeit
U_A	- Ausgangsspannung eines Detektorsystems
U_{HV}	- Beschleunigungsspannung
U_K	- Ausgangsspannung des Meßdetektors
U_M	- Ausgangsspannung des Meßkanals

U_R	- Ausgangsspannung des Referenzdetektors
v_D	- Driftgeschwindigkeit
w_I	- Ionisierungsenergie
η	- Nachweiswahrscheinlichkeit
κ	- Abschwächungsfaktor
μ	- Schwächungskoeffizient
μ_D	- Schwächungskoeffizient des Detektor- materials
μ_0	- Schwächungskoeffizient des Elektrodenmaterials
ν	- Absorptionsfaktor
ρ	- Dichte
σ	- Comptonstreuungskoeffizient
τ	- Photoabsorptionskoeffizient
τ_{th}	- thermische Zeitkonstante des Meßdetektors

Diese Arbeit konnte nur durch die intensive Unterstützung meiner Kollegen im Vertiefungsgebiet "Elektronische Schaltungs- und Meßtechnik" entstehen. Dafür möchte ich mich bei allen herzlich bedanken.

Ganz besonders danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. J.W. Klein für die Anregungen zu dieser Arbeit, die ich an seinem Lehrstuhl anfertigen konnte, Herrn Prof. Dr.-Ing. Schiek für das besondere Interesse und die Übernahme des Korreferates, Herrn Dr.-Ing. G. Nowack für seine unkonventionellen Ideen und kritischen Diskussionen, den Mitarbeitern der Mechanischen Werkstatt für die sorgfältige Realisierung der Detektoren sowie Frau Lauhoff, Frau Linke und Frau Ortmann für die Erledigung der Zeichen-, Foto- und Schreibarbeiten.

Lebenslauf

23. Febr. 1949

Geboren in Bochum als Sohn des Betriebskalkulators Josef Romanski und seiner Ehefrau Elisabeth, geb. Thor

Frühjahr 1955 bis
Sommer 1968

Schulausbildung in der Volksschule und Realschule in Hattingen und der Freiherr vom Stein-Schule in Bochum

Okt. 1968 bis
März 1970

Wehrdienst beim
Bundesgrenzschutz

Wintersemester
1970/71 bis
Juli 1976

Studium der allgemeinen Elektro-
technik an der Ruhr-Universität Bochum

ab August 1976

Wiss. Assistent im Vertiefungsgebiet
Elektronische Schaltungs- und Meß-
technik (Prof. Dr.-Ing. J.-W. Klein)
an der Ruhr-Universität Bochum

FOTODRUCK J. MAINZ — Telefon: (02 41) 2 73 05
Neupforte 13, Nähe Markt, 5100 Aachen